

Untersuchung der EUV-Strahlung
hochionisierter Siliziumatome
nach Folienanregung

DISSERTATION

zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
der Abteilung Physik
und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von
Elmar Träbert
aus Schwalenberg (Lippe)

Bochum 1978



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Untersuchung der EUV-Strahlung hochionisierter Siliziumatome nach Folienanregung

DISSERTATION

zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
der Abteilung Physik
und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von
Elmar Träbert
aus Schwalenberg (Lippe)

Bochum 1978

Danksagung

Ein herzliches "Dankeschön" all denen, die zu meinen Messungen, Auswertungen und der Darstellung der Ergebnisse in irgendeiner Form beigetragen haben, auch wenn im folgenden nicht allen namentlich aufgeführt sind. Ich danke Herrn von Buttlar für sein Interesse, seine Förderung und wertvolle Diskussionen, die der Klarheit der Darstellung der Ergebnisse zugute kamen; Herrn Winter für seine Hilfe bei der Umsetzung der Konzeption für die Auswertungsmethode in die computergerechte Darstellung; Herrn Schlagheck (Meßkammern: Überlassung der alten und weitgehende Konstruktion der neuen); Herrn Bukow und seinen Mitarbeitern (zeitweise Überlassung von Meßgeräten), in seiner Gruppe entstand die Konzeption der elektronischen Steuerung, die von Herrn Rohe (Elektronik-Entwicklung) verwirklicht wurde; Herrn Hannebauer (Meßplatzaufbau); den Werkstätten und ihren Leitern, den Herren Becker, Niesler und Presler, wobei die sorgfältige feinmechanische Arbeit von Herrn Beyer hervorzuheben ist, dessen Ratschläge zur Funktionstüchtigkeit der Meßkammern etliches beigetragen haben; Herrn Hanke (Rechenanlage); Frau Kamphausen (Targetlabor); der tüchtigen Beschleunigercrew um Herrn Brand; schließlich ganz besonders meinem Betreuer, Herrn Heckmann, für seine freundliche und vorbildliche Anleitung zur selbständigen wissenschaftlichen Arbeit : Er hat sich u.a. sehr für das Experiment eingesetzt, Strahlzeiten miterlitten und für ein freundliches Klima gesorgt.

E.T.

Dissertation eingereicht am 19.1.1978

Referent : PH Heckmann

Korreferent : H-J Kunze

Tag der Prüfung : 15.2.1978



Für eine derartige Arbeit reicht ein einzelnes Motto
nicht aus, deshalb seien gleich drei Sinnsprüche
angeführt:

"Die Physik ist eine der mit weitaus zweitschwersten."
(Göttinger Formulierung, zit. nach PH Heckmann)

"Ein Physiker muß wissen, wo er schlampen darf -
und wo nicht !" (H Schmid)

"But it will always be up to the experimenter to decide
how much of his life he will spend tracking down a
particular atomic parameter." (W Bickel)

Weil der Platz noch reicht : Während der Arbeit an dem
im folgenden beschriebenen Experiment bestätigten sich
glänzend die mit dem Namen Murphy verknüpften Forschungs-
gesetze. Sie werden, auch für den Laien verständlich, durch
ein Wort von W. Busch treffend erläutert:

"Denn erstens kommt es anders, und zweitens als man denkt."

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I Überblick	6
II Einleitung	8
III Experimentelle Anordnung	
.1 Überblick	14
.2 Ionenstrahl	17
.3 Meßkammer	19
.4 Monochromator und Detektor	23
.5 Meßverfahren	32
IV Wellenlängenspektren	
.1 Vorbemerkungen	33
.2 600 l/mm-Gitter	38
.3 1200 l/mm-Gitter	45
.4 3600 l/mm-Gitter	47
.5 Vergleich der Leistungsfähigkeit der drei Gitter	49
.6 Meßergebnisse	53
.7 Schwerpunkte der Auswertung	
.7.1 Verunreinigungen	63
.7.2 Vergleich mit dem Spektrum der Sonnenkorona	66
.7.3 Überprüfung der Termwerte in der Si X n=2-Schale	69
.7.4 Ergänzung des Si XI n=3 - n'=4 Übergangsschemas	73

	Seite
V Lebensdauermessungen	
.1 Vorbemerkungen	80
.2 Berechnungsmethoden	81
.3 Meß- und Auswerteverfahren	
.3.1 Nachweisfenster, Kaskadenwichtung, Zeitauflösung	86
.3.2 Faltungsprozeß, genauere Ermittlung der Fensterform, Reflektivität des Gitters .	91
.3.3 Überprüfung der Verfahren an Übergängen in Sauerstoff-Ionen	103
.4 Messungen an Silizium-Ionen	
.4.1 Termschemata, erwartete Kaskaden .	117
.4.2 Meßergebnisse	121
.5 Diskussion der Ergebnisse	
.5.1 Si VIII	127
.5.2 Si IX	129
.5.3 Si X	132
.5.4 Si XI	139
.5.5 Si XII	141
.6 Vergleich der Meßergebnisse mit Berechnungen	142
VI Anwendungen der Meßergebnisse . . .	146
VII Ausblick	151
VIII Literaturverzeichnis	153
IX Anhang	
.1 Tabelle der Spektrallinien	163
.2 Lebenslauf	184

I. Überblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Messung der Lebensdauern von $n=2$ -Zuständen hochionisierter Siliziumatome mit den Methoden der Ionenstrahlspektroskopie.

Zunächst wird das EUV-Spektrum eines folienangeregten Ionenstrahls mit einem Grazing-Incidence-Monochromator aufgenommen. Messungen bei den Ionenenergien 16, 18 und 20 MeV und unter Verwendung dreier verschiedener Gitter (600 1/mm, mechanisch geritzt; 1200 1/mm und 3600 1/mm, holographisch erzeugt) ergeben im Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 7\text{ nm}$ und $\lambda = 61\text{ nm}$ über 500 Linien, von denen nur etwa 150 aus anderen Lichtquellen bekannt sind. In hochauflösenden Messungen werden die Feinstrukturkomponenten von Si XI $n=3 \rightarrow n'=4$ -Übergängen getrennt. Für etwa 80 Linien werden Zuordnungen vorgeschlagen, etliche weitere können bestimmten Ionisationsstufen des Silizium zugeordnet werden. Die Termwerte in der $n=2$ -Schale des Si X werden revidiert.

Für die Lebensdauermessungen wird ein Meß- und Auswerteverfahren entwickelt, das den Eigenschaften des EUV-Monochromators Rechnung trägt. Es beinhaltet die Entfaltung der Meßkurven bezüglich des geometrischen Nachweisbereichs des Monochromators und ermöglicht eine recht zuverlässige Ermittlung der Zeitkonstanten auch mehrerer Zerfallskomponenten. Das Verfahren wird an 21 Übergängen von O VI, VII und VIII erprobt und führt im Bereich der Lebensdauern $\tau \geq 10\text{ ps}$

zu Meßdaten, die mit den theoretischen Erwartungen übereinstimmen.

An 65 $n=2, \Delta n=0$ -Übergängen werden die astrophysikalisch wichtigen Lebensdauern aller 25 einfach bzw. doppelt angeregten Zustände der 7 - 11fach geladenen Siliziumionen gemessen. Es zeigt sich, daß die einfach angeregten Zustände stark (bis zu 40 %) durch Kaskaden von den doppelt angeregten Zuständen nachbevölkert werden.

Unter Berücksichtigung der Kaskaden ergeben sich für die untersuchten Zustände mit einer Ausnahme Lebensdauern, die mit den Ergebnissen neuerer theoretischer Berechnungen übereinstimmen. Die Lebensdauer des Si IX $2s2p^3\ ^3D^o$ - Zustands liegt mit $\tau = 560$ ps deutlich über den berechneten Werten, die nur bis $\tau = 455$ ps reichen.

Mit der Bestätigung der meisten theoretischen Lebensdauern werden unter anderem Rechnungen untermauert, auf denen aufbauend Aussagen über die Elektronendichte in der Sonnenkorona gemacht werden.

II. Einleitung

Die spektroskopischen Daten hochionisierter Atome mit höherer Ordnungszahl als 10 (Neon) sind nur unvollständig bekannt. Auf zwei Gebieten der Physik, die sich beide mit Energiequellen, wenn auch sehr unterschiedlichen Maßstabs, befassen, besteht derzeit besonderes Interesse an solchen Daten z.B. für das Silizium:

Im Fusionsreaktor gibt es starke Wechselwirkungen zwischen dem heißen Plasma, dem Strahlungsfeld, den Wänden und den von den Wänden herrührenden Verunreinigungen. Viele hitzebeständige Materialien (z.B. Quarz, Siliziumkarbid) enthalten Silizium. Will man die Absorption nicht nur neutraler Teilchen (HayB 72), sondern auch der Ionen im EUV berechnen, so benötigt man dazu sowohl Linienlagen als auch Oszillatorstärken. Die Spektraltabellen sind jedoch für viele Ionen im Wellenlängenbereich 10-20 nm lückenhaft.

Das andere Gebiet ist die Astrophysik, besonders die Sonnenkoronaforschung. In der Korona sind, entsprechend der Temperatur von weit über eine Million Kelvin, viele Atome so hoch ionisiert, daß nur noch 5, 4 oder 3 Elektronen im Atomverband verbleiben. Die Teilchendichte in der Korona ist sehr niedrig, die Stoßdämpfung angeregter Zustände daher sehr gering. Der stationäre Zustand in den Besetzungszahlen niedriger Zustände hängt dann von der Dichte der Elektronen ab, die durch Stöße die Ionen anregen können. Den atomaren Verzweungsverhältnissen entsprechend, zeigt ein Teilchen-

ensemble dann charakteristische Intensitätsverhältnisse bestimmter Emissionslinien (ausführlicher in Abschnitt VI). Solche Intensitätsverhältnisse von Koronalinien sind bei Raketenanstiegen gemessen worden (u.a. MalH 73). Will man aus ihnen auf die Elektronendichte schließen, so benötigt man Stoßquerschnitte und Oszillatorstärken (AusP 66, GabJ 72, FloN 75b,c, ElwR 75, DavK 77). Mangels experimenteller Daten liegen den Rechnungen Werte zugrunde, die aus quantenmechanischen Rechnungen nach weitgehenden Vereinfachungen bestimmt werden.

Experimente an Schwefel (PegE 76, PegF 77, ForP 76, 77, VanP 76, 77, alles dieselbe Gruppe, die gleichen Daten) mit Hilfe der Ionenstrahlspektroskopie zeigen gute Übereinstimmung von Messung und Theorie für die 3- und 4-Elektronen-Systeme. Aus den Abweichungen für das Bor-ähnliche S XII-Ion schließen die Autoren auf Mängel der Theorie. Allerdings sind die gemessenen Lebensdauern länger als erwartet. Das kann daran liegen, daß Kaskaden nicht ausreichend berücksichtigt sind (u.a. Kay 72, dort wird wegen der bekannten Auswerteschwierigkeiten die steilste Stelle der Meßkurve als obere Grenze für die kleinste auftretende Lebensdauer angegeben).

Silizium ist in der Sonnenkorona recht häufig. 30% der Ionen sind im neunfach ionisierten Zustand Si X (Jor 69), ihr Spektrum ist also Bor-ähnlich (5 Elektronen). In 5-Elektronen-Systemen gibt es doppelt angeregte Zustände innerhalb der niedrigsten Elektronenschale. Weil durch die Wechselwirkung des Ionenstrahls mit der Anregungsfolie solche Zustände stark besetzt werden, ist bei dieser Meßmethode mit deutlichen Ein-

flüssen von Kaskaden zu rechnen. Im Hinblick auf die genannten Messungen an Schwefel erscheint eine Untersuchung dieses Ions besonders nützlich.

Damit ergeben sich für die vorliegende Arbeit folgende

- Ziele :
- Vergleich des EUV-Spektrums von hochionisiertem Silizium nach Folienanregung mit den Ergebnissen anderer Lichtquellen (Vakuumsfunken, Laser-erzeugtes Plasma, Sonne)
 - Ergänzung spektroskopischer Daten im Wellenlängenbereich 10 - 20 nm
 - Entwicklung einer Auswertemethode für Lebensdauermessungen im EUV unter Berücksichtigung der Eigenschaften eines Grazing-Incidence-Spektrometers
 - Untersuchung von Kaskadeneinflüssen
 - Ermittlung Kaskaden-korrigierter Lebensdauern von Zuständen hochionisierter Siliziumatome.

Zunächst sollen die vorhandenen Kenntnisse über hochionisierte Siliziumatome zusammengetragen werden.

Die folgende Übersicht beschränkt sich, dem Schwerpunkt der Arbeit entsprechend, auf den Bereich vom Ultraviolett bis zum Röntgenbereich. Die gründliche Untersuchung der EUV-Linien im Siliziumspektrum begann mittels des Vakuumsfunken in Schweden in den 30er und 40er Jahren (Söd 34, Fer 42, Fer 48). Auf diesen Daten beruhen die Tabellen von Moore (Moo 49).

Erst in den 60er Jahren lebte das Interesse an EUV-Spektren wieder auf. Es fanden Raketenanstiege statt, bei denen das sonst von der Erdatmosphäre absorbierte VUV- und EUV-Licht der Sonne aufgezeichnet wurde und es sich herausstellte, daß die vorhandenen Kenntnisse zur Deutung der Spektren nicht ausreichten (u.a. Zir 64, TouA 65, Wid 66, AusP 66, JonF 68, FreJ 70, BurR 70, Jor 71, BeHC 72, MalH 73, FirF 74, BehC 76; Skylab: BarB 77, GarT 77, ReeH 77, TouB 77). Neben die Weiterentwicklung des Vakuumfunken zum Niederinduktivitätsfunken (Low-Inductance-Spark), der die sehr genaue Messung der Grundzustandsübergänge in den Spektren von Si X - XII ermöglichte (FelC 70, HooF 70, HooG 71) und derzeit zur Erzeugung der Spektren von Si V an aufwärts herangezogen wird (Bri 76, BriA 76, ArtB 77), trat als vielseitige Lichtquelle das Laser-erzeugte Plasma. Damit wurden, wenn auch mit etwas geringerer Präzision (aufgrund der Dopplerverschiebung und -verbreiterung und des Auftretens starker Felder), u.a. die Spektren von Si VIII - XIII ausgemessen (u.a. Faw 70, Faw 71, Ton 69, FawG 71, KonK 71, AglB 74, FelD 74, DosF 75, Fel 76, WeiT 76; Übersichten: Faw 74, Faw 75). Grundzustandsübergänge in den Termsystemen von Si XIII und XIV fallen ins Röntgengebiet, die zugehörigen Wellenlängen liegen unterhalb 700 pm. Entsprechende Linien treten im Sonnenspektrum (z.B. WalR 70, 71; Übersicht: Dos 72) und in Plasmen (Gab 72, Pea 77) auf.

Seit der Entdeckung des folienangeregten Ionenstrahls als Lichtquelle (Kay 63, Bas 64) werden viele Ionisationszustände gezielt untersucht, zumal die Möglichkeit Lebensdauern angeregter Niveaus zu messen von vielfältigem Nutzen ist.

Über das Siliziumspektrum nach Folienanregung gibt es Messungen vom Röntgenbereich (MarS 70 a, b, VarC 76 a, b, HasT 75, TräS 78) über das EUV (GriP 76) bis zu ausgewählten Bereichen im VUV (Si I-V : BerB 71, IrwL 73 b, c, LivB 76, LivG 76, LivK 76, McIS 76, GarL 77), allerdings bestehen große Lücken zwischen den Messungen.

Der Kenntnisstand von 1972 über die Spektrallinien mit kürzeren Wellenlängen als 200 nm ist von Kelly und Palumbo (KelP 73) zusammengetragen worden. Eine graphische Darstellung des Inhalts in Form von Grotrian-Diagrammen (BasS 75) verdeutlicht, daß die Grundzustandsübergänge zumeist bekannt sind, die Übergänge zwischen angeregten Zuständen mit $n > 2$ jedoch häufig nicht. Auch neuere Arbeiten (siehe Liste in Edl 76) schließen diese Lücken nicht.

Wegen der bei konventionellen Lichtquellen auftretenden Schwierigkeiten fehlen bislang - mit einer Ausnahme - experimentelle Lebensdauerdaten für die einfach und doppelt angeregten $n=2$ -Zustände der Ionen mit Ordnungszahlen über 10 und 3 - 7 Elektronen.

Die Ausnahme bildet Schwefel, für den mit der Ionenstrahl-Lichtquelle einige Lebensdauern gemessen wurden (s.o.). Erste Daten über Silizium (PisJ 76) wurden vor Veröffentlichung wieder zurückgezogen.

Die veröffentlichten Berechnungen (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) zu Niveaus und Lebensdauern von Siliziumionen mit 3 - 7 Elektronen sind im folgenden nach Ionisationsstufen geordnet angeführt:

Si XII (Li-ähnlich) NicB 73, FloN 75a, ArmF 76, MarW 76.

Si XI (Be-ähnlich) NicB 73, NikF 75, Saf 75, WatO 75, LukS 76,
VicS 77

Si X (B -ähnlich) Wei 69, Sha 71, Gar 62, NicB 73, FloN 75c,
NicB 75, NikF 75, DanT 76, SafR 76,
DanT 77, Rud 77

Si IX (C -ähnlich) NicB 73, KasW 74, NikF 75

Si VIII(N -ähnlich) NicB 73, KasW 74

Dazu kommt noch die Möglichkeit der graphischen Interpolation von Oszillatorstärken längs isoelektronischer Reihen entsprechend den erwarteten Verläufen für $Z \rightarrow \infty$ (SmiW 71). Der Stand der Rechnungen vor 1969 (zum großen Teil von (CohD 64) übernommen) geht aus den Tabellen von Wiese et al. (WieS 69) hervor.

Obwohl sich so viele Autoren damit beschäftigt haben, sind die Berechnungen für Zustände mit $n=2$ keineswegs vollständig.

III. Experimentelle Anordnung

III.1 Überblick

Seitdem die Anregung der Elektronenhülle schneller Ionen beim Durchqueren einer dünnen Folie beobachtet (Kay 63) und die vielfältigen Nutzungsmöglichkeiten dieser Lichtquelle bekanntgemacht wurden (Bas 64), hat sich die Ionenstrahlspektroskopie rasch und in unterschiedliche Richtungen hin entwickelt. Gemeinsam sind den verschiedenen Techniken folgende Merkmale:

Ein Beschleuniger liefert Ionen mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung einiger Prozent der Lichtgeschwindigkeit. Die Ionen durchqueren eine Wechselwirkungszone (Festkörper, Gas, Laserstrahl oder Kombinationen davon), werden dabei angeregt und gehen anschließend, entsprechend den Lebensdauern der beteiligten Zustände örtlich getrennt, unter Strahlungsemission (Licht und Elektronen) in den Grundzustand über.

Bei Verwendung einer dünnen Folie als Target - wie in dieser Arbeit geschehen und deshalb als einziger Fall weiter beschrieben - wird die Elektronenhülle der Projektile so sehr gestört, daß Zustände besetzt werden, die in anderen Lichtquellen kaum erreicht werden. Dazu zählen sowohl doppelt angeregte Niveaus als auch Zustände hochionisierter Atome, die isotopenrein vom Beschleuniger geliefert werden. Die Wechselwirkungszeit mit der Folie liegt in der Größenordnung von 10^{-14} s. Dies ermöglicht eine kohärente Anregung - hier nicht ausgenutzt - und eine gute Zeitauflösung bei

der Beobachtung des Strahlungszerfalls der Ionen längs des Flugweges. Wegen der hohen Fluggeschwindigkeit können durch Verbesserung des Ortsauflösungsvermögens des Nachweisgerätes sehr kurze Zerfallszeiten gemessen werden. In entsprechenden Experimenten sind atomare Lebensdauern im Picosekundenbereich ermittelt worden (KnyD 75, KnyD 76, BerD 76).

Ein gravierender Nachteil einer solchen Lichtquelle ist die geringe Helligkeit, die sich durch die Grenzen der Strahlstromstärke ergibt. Zum einen hat die Ionenquelle eine beschränkte Ergiebigkeit, zum anderen setzt die Stabilität der Folien gegen Ionenbeschuss (Dum 76) enge Grenzen.

Im hier beschriebenen Experiment wird zumeist mit Strahlströmen von 2 μA und Kohlenstofftargets ($10\text{--}15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) gemessen. Für 20 MeV Si^{4+} -Ionen bedeutet das etwa $3 \cdot 10^{12}$ Ionen pro Sekunde. Aus einem Strahlquerschnitt von rund 5 mm^2 ergibt sich eine Teilchendichte $N \sim 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (das bedeutet längs der Strahlachse einen mittleren Teilchenabstand von $1/300 \text{ nm}$ oder 30 Foliendicken). Die Teilchendichte im Hochvakuum der Meßkammer ($p \lesssim 10^{-8} \text{ bar}$) entspricht größenordnungsmäßig $10^{11} \text{ Molekeln}/\text{cm}^3$, ist also weit höher als die Dichte der zu untersuchenden Teilchen. Die freie Weglänge liegt in der Größenordnung $\lambda \sim 30 \text{ nm}$.

Die Strahlung der Ionen wird in einem Raumwinkel von $2 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$ (alte Kammer $2 \cdot 10^{-6} \text{ sr}$) nachgewiesen; es treten Lichtverluste im Spektrometer auf, und die Quantenausbeute des Detektors ist zu berücksichtigen. Da im EUV keine Linsen zur Fokussierung verwendet werden können, ist das konkave Dispersionsgitter einziges fokussierendes Element. Die

Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit wird auf 10^{-8} - 10^{-9} geschätzt.

Jedes Ion verliert in der Folie einen Teil seiner Energie. In Kohlenstoff-Folien von $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ verlieren 15 MeV Sauerstoffionen etwa 0,1 MeV, 20 MeV Siliziumionen etwa 0,2 MeV (NorS 70). Durch den Strahl wird die Folie aufgeheizt und in ihrer Struktur verändert (San 77). Aluminiumfolien werden unmittelbar nach Einschalten des Ionenstrahls zerstört und lassen keine Messung mit den erwünschten Strahlstromstärken zu, Kohlenstoff-Folien zeigen eine mittlere Lebensdauer $\leq 2\text{h}$.

Trotz dieser Bedingungen können nützliche und informative Spektren aufgenommen werden, allerdings ohne Absoluteichung der Linienintensitäten. Außer Synchrotronstrahlung ist keine Eichlichtquelle für diesen Spektralbereich bekannt (EdeS 75). Im VUV wurde mit Schwarzkörperstrahlung experimentiert (Mar 76). Die Ausnutzung von Verzweigungsverhältnissen und Kaskaden (Wha 76), Photometrie aufgrund von Filmschwärzung (JonF 68), photoelektrische Kalibrierung (ReeT 77) und die Messung protoneninduzierter K-Strahlung wurden weiterhin vorgeschlagen. Alle diese Methoden lassen allenfalls Genauigkeiten von 20% erwarten, überdecken nicht den ganzen Bereich und sind nur mit großem Aufwand durchzuführen.

In dieser Arbeit wird die Wellenlängenkali brierung des Monochromators mit bekannten Linien hochionisierter Sauerstoffatome vorgenommen. Ebenso wird die Auswertemethode für Lebensdauer messungen an den gut berechenbaren und teilweise gut bekannten Daten von Sauerstoffionen geprüft.

III.2 Ionenstrahl

Das Experiment ist im Bochumer Dynamitron-Tandem-Laboratorium am Strahlrohr $+75^\circ$ I aufgebaut. Eine der verfügbaren Ionenquellen arbeitet nach dem Materialzerstäubungsprinzip (Sputter source (Mid 74)) und kann Ionen sehr vieler Stoffe liefern. Cäsiumionen schlagen aus einer Festkörperoberfläche Teilchen heraus. Teilchen mit negativer Ladung werden mit einer Spannung von -100 kV vorbeschleunigt und erreichen auf Erdpotential die Eingangsseite des Tandembeschleunigers, von wo aus sie zum Terminal hin beschleunigt werden. Die maximale Terminalspeisung beträgt 4 MV, einfach geladene . negative Ionen können auf dem ersten Abschnitt also bis zu 4 MeV an kinetischer Energie gewinnen. Im Terminal befindet sich ein Stripperkanal, in dem Sauerstoffgas den schnellen Teilchen einige Elektronen entreißt. Die nunmehr i.a. mehrfach, positiv geladenen Ionen werden infolge der Potentialdifferenz vom Terminal zum Beschleunigerausgang, der auf Erdpotential liegt, weiter beschleunigt. Aus dem Gemisch von Ionen verschiedener Ladungszustände und daher verschiedener Energie sortiert ein Analysiermagnet die gewünschte Ionensorte aus, nur diese wird zum Experimentierplatz weitergelenkt. Nach Durchfliegen der Anregungsfolie und der Beobachtungszone werden die Ionen in einem isolierten Faradaybecher aufgefangen. Wegen der langen Ionenflugstrecke, von der Ionenquelle bis zum Strahlauffänger hinter der Meßkammer etwa 40 m, muß das Strahlführungssystem bis auf etwa 10^{-8} bar evakuiert sein.

Die Wahl der Ionenenergie richtet sich in der Obergrenze nach der Leistungsfähigkeit des Beschleunigers und den erzielbaren Stromstärken. Genauere Festlegungen folgen aus den Meßzielen und dem Wechselwirkungsprozeß Ionen-Folie. Im hier beschriebenen Experiment werden vorzugsweise 15 MeV ^{16}O -Ionen (Terminalspannung 3 MV, Ladungszustand O^{4+} nach dem Strippen) und 20 MeV ^{28}Si -Ionen verwendet (4 MV, Si^{4+} bzw. 3,3 MV, Si^{5+}). Die Teilchengeschwindigkeiten betragen dann 13,44 mm/ns für Sauerstoff- bzw. 11,73 mm/ns für Siliziumionen. Aus den etwa $30\text{ }\mu\text{A}$ Si^{+} -Ionen der Quelle gelangt ein stabiler Strahl von $2\text{ }\mu\text{A}$ Si^{4+} -Ionen an den Ort des Experiments.

Beim Durchfliegen der Targetfolie stellt sich eine energieabhängige Ladungsverteilung im Ionenstrahl als Gleichgewicht ein. Für 15 MeV Sauerstoffionen ergibt sich als Hauptanteil das heliumähnliche O^{6+} , weniger entfällt auf O^{7+} (H-ähnlich) und O^{5+} (Li-ähnlich). Diese Ionen haben relativ einfache Spektren im untersuchten Wellenlängenbereich, die für Eichzwecke herangezogen werden.

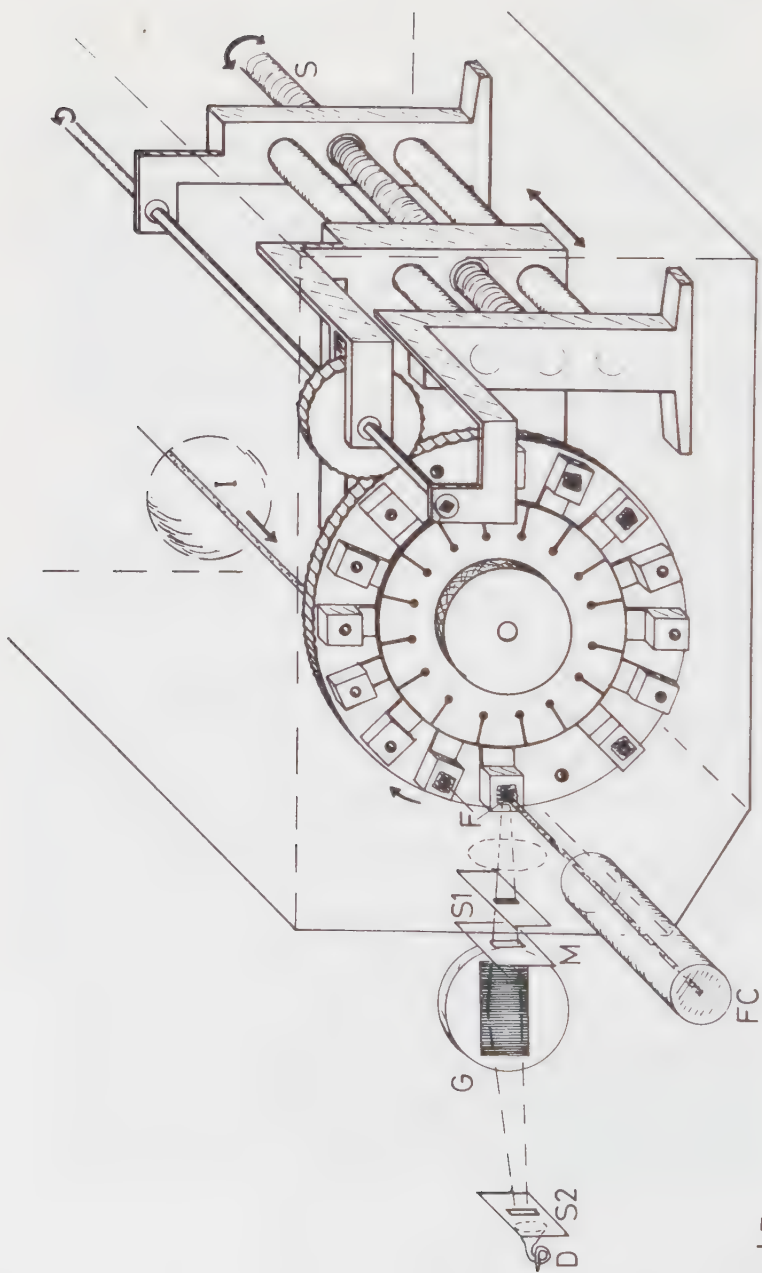
Im Siliziumstrahl soll - wie in der Einleitung geschildert - der Ladungszustand $9+$ hervorgehoben werden. Durch Interpolation der Tabellenwerte (WitB 73) für S, Cl und Ne (C-Folie) bzw. P und Al (N_2 -Gas) ergibt sich als günstige Energie der Wert 20 MeV. Dann enthält der Strahl deutlich weniger Ionen in den 8- und 10-fach geladenen Zuständen als im 9-fach geladenen, noch weniger in den Ladungszuständen $7+$ und $11+$, alle weiteren sind kaum nachzuweisen.

III.3 Meßkammer

Anfangs wurde eine Meßkammer verwendet, die für Ionenstrahl-spektroskopische Versuche am Sames-Beschleuniger ausgelegt war (Sch 75). Sie bestand aus einem Rohrkörper, längs dessen Achse der Ionenstrahl verlief. Durch den Radius des Rohres und der Flansche war ein Abstand Strahl - Spektrometereintrittspalt von 200 mm nicht zu unterschreiten. Die ebenfalls von Schlagheck großenteils entworfene neue Kammer ist dagegen so ausgelegt, daß durch exzentrische Strahlführung dieser Abstand auf 70 mm verringert werden konnte.

Weil der Meßplatz an einer Durchschußposition aufgebaut ist, wurde als minimale Strahlrohrapertur ein Radius von 2 cm gefordert, um genügende Ionenoptische Transmission zum Meßplatz 75⁰II zu gewährleisten.

Durch den Übergang auf die neue Meßkammer hat sich der Nachweisraumwinkel um eine Größenordnung erhöht. Diese Änderung wirkt sich bei Wellenlängenspektren dahingehend aus, daß Beiträge kurzlebiger Übergänge besser nachzuweisen sind als zuvor; Übergänge von langlebigen Zuständen sind wegen der gleichzeitigen Verkleinerung des Nachweisfensters (s.u.) weniger betroffen. Die Verkleinerung des Nachweisfensters am Ort des Strahls (der Sehinkel des Spektrometers ändert sich nicht), die nahezu linear mit der Abstandsverringering verläuft, verbessert das räumliche und damit das zeitliche Auflösungsvermögen in Lebensdauermessungen (s. Kapitel V.3). Eine weitere Verringerung des Ab-



Figur 1

stands Ionenstrahl-Spektrometereintritt - wie sie für die Untersuchung sehr kurzlebiger Zustände (ps) nötig ist - wäre nur mit großem mechanischen und zeitlichen Aufwand möglich. Z.B. könnte man in die Meßkammer einen wegnehmbaren externen Eintrittspalt setzen (Bar 75) oder die Meßkammer samt Spektrometer aus der Normalstellung zurückfahren und stattdessen ein Strahlrohrstück einfügen. Die hier gewählte Lösung reicht für die erwarteten Lebensdauern aus und bietet gleichzeitig Vorteile für die Aufzeichnung von Wellenlängenspektren, nämlich problemlose Folienjustierung und weitgehende Unabhängigkeit vom zeitlichen Verhalten der Übergänge (z.B. Growing-in-Kaskaden, s.u.).

Der innere Aufbau der beiden Meßkammern ist ähnlich, so daß eine Erklärung am Beispiel der neuen Kammer ausreicht (Figur 1). Die Meßkammer enthält einen herausnehmbaren Folienschlitten (Durchschußposition!) zur Verschiebung der Targetfolien längs des Ionenstrahls. Ein Schrittmotor außerhalb der Kammer

Figur 1 : Schemazeichnung des Meßkammeraufbaus

Die Kohlenstoff-Folien F befinden sich mit ihren Trägerklötzchen auf dem drehbaren Folienrad. Das Folienrad kann durch Drehen der Spindel S längs des Ionenstrahls I verschoben werden. Das Licht des angeregten Ionenstrahls fällt durch den Eintrittsspalt S1 und die Maske M auf das Beugungsgitter G und wird hinter dem Austrittsspalt S2 vom Detektor D nachgewiesen. FC bezeichnet den Faraday-Becher.

treibt über eine Untersetzung und eine Präzisionsspindel (Fa. A.Steinmeyer, Ebingen (Wttmbg.), Steigungsabweichung $< 1 \mu\text{m/mm}$ laut Prüfprotokoll) den Schlitten an. 160 Motorschritte bewirken eine Spindelumdrehung. Die Gewindesteigung beträgt 1mm, also beträgt der minimale Schlittenvorschub $1/160 \text{ mm}$. Insgesamt kann der Schlitten um etwa 24 cm verschoben werden. Die Längsverschiebung wird außer zum Positionieren der Folie im Sichtbereich des Spektrometers für die Lebensdauermessungen gebraucht. In der Regel wird dabei ein Meßpunktastand von 0,025mm, entsprechend 4 Motorschritten, nicht unterschritten. Damit soll sichergestellt sein, daß die Kupplung über einen elastischen Zahnriemen zu einer Drehung der Spindel führt und daß kleine Unregelmäßigkeiten ausgemittelt werden. Die weitgehend ungestörten Meßkurven weisen darauf hin, daß differentielle Nichtlinearitäten des Vorschubs 0,025mm nicht überschreiten. Eine differentielle, etwa interferometrische, Vermessung des Vorschubs wurde nicht durchgeführt.

Auf dem Folienschlitten ist ein Folienrad mit 16 (alte Kammer 12) Positionen angebracht. Vor jeder Folienhalterung befindet sich eine strahlbegrenzende Blende ($\varnothing = 3\text{mm}$). Eine Position bleibt zum Einfädeln des Ionenstrahls zu Beginn der Strahlzeit frei. Die anderen Positionen nehmen die auf Rähmchen (Loch $\varnothing = 4\text{mm}$) aufgezogenem Folien auf. Zur Ausschaltung von Reflexionen an der dahinterliegenden Folienradnabe wurden die anfangs verwendeten flachen Rähmchen durch etwa 8mm hohe hohle Klötzchen aus Messing ersetzt.

Erscheint eine Folie verbraucht oder beschädigt, so wird das Folienrad durch einen Gleichstrommotor (außerhalb der Kammer) gedreht, bis das Signal einer Lichtschranke das Erreichen der neuen Position meldet.

III.4 Monochromator und Detektor

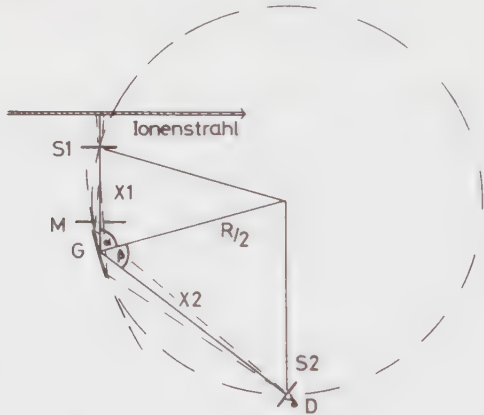
Die von den angeregten Ionen hinter der Folie ausgesandte EUV-Strahlung soll untersucht werden. Zum extremen Ultraviolett rechnet man - die Grenzen sind fließend - Strahlung im Wellenlängenbereich von 2 - 50 oder 60 nm, wobei sich diese Arbeit auf den Bereich 7 - 61 nm beschränkt. Diese Wellenlängen entsprechen Quantenenergien von 20 - 200 eV, also weit oberhalb der Bindungsenergien (Austrittsarbeit) von Valenzelektronen in Festkörpern. Deshalb wird diese Strahlung sehr leicht von nahezu allen Materialien absorbiert. Liegt jedoch der Einfallswinkel nahe bei 90° (streifender Einfall), so ist auch im EUV ein merkliches Reflexionsvermögen einiger Stoffe festzustellen (Totalreflexion, $n < 1$, s.u.). Für die Analyse von EUV-Strahlung kommt daher nur ein Gitterspektrograph infrage, der zudem bei großen Einfallswinkeln benutzt werden muß. Im hier behandelten Versuchsaufbau ist ein McPherson 247 Grazing-Incidence-Monochromator (Leihgabe der Deutschen Forschungsgemeinschaft) eingesetzt, dessen Eigenschaften kurz umrissen werden sollen.

Um eine Dopplerverschiebung zu vermeiden, wird der Strahl

senkrecht zur Flugrichtung der Ionen beobachtet (s. Figur 2). Die Strahlung tritt durch den Eintrittspalt S1 in den Monochromator ein, wird vom Konkavgitter G gebeugt und reflektiert und hinter dem beweglichen Austrittspalt S2 durch ein Channeltron nachgewiesen.

Figur 2 :

Schemazeichnung
der Monochromatoranordnung
(im Text erläutert)



Nach Rowland (Row 82,83) ergibt sich eine Fokussierung, wenn S1 und S2 sowie der Mittelpunkt des Konkavgitters G auf einem Kreis liegen, dessen (Rowlandkreis-) Durchmesser so groß ist wie der Krümmungsradius R des Gitters. Hier ist $R = 2,2\text{m}$. Einfallswinkel und Ausfallswinkel in Bezug auf das Beugungsgitter sind mit der Beugungsordnung m, der Wellenlänge λ und der Gitterkonstanten d, also dem Abstand zweier benachbarter Gitterfurchen, verknüpft :

$$m\lambda = d (\sin\alpha - \sin\beta) \quad (1)$$

Im hier benutzten Aufbau wird $\alpha = 86^\circ$ festgehalten. Das

Spektrum wird durch Bewegen von S2 auf dem Rowlandkreis abgetastet, also β verändert. Die mechanischen Führungen des Austrittspaltes ermöglichen eine direkte Anzeige des linearen Abstands X_2 von der Gittermitte zur Austrittspaltposition. Damit läßt sich die Gitterformel umschreiben (1. Beugungsordnung)

$$\lambda = d \left(\sin \alpha - \sqrt{1 - \left(\frac{X_2}{R} \right)^2} \right) \quad (2)$$

Es muß also eine Kalibrierungskurve ermittelt werden, die den nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Monochromatoranzeige X_2 und der ausgeblendeten Wellenlänge λ darstellt (s. Kapitel IV.2-4).

Für den Monochromator stehen drei austauschbare Beugungsgitter zur Verfügung: ein 600 1/mm-Gitter (I) (Fa. Bausch & Lomb) mit dreieckigem Furchenprofil und zwei holographisch erzeugte (Fa. Jobin Yvon) mit 1200 1/mm (II) bzw. 3600 1/mm (III) mit sinusähnlichem Profil. Alle Gitter sind auf einer profilgebenden Unterlage mit Gold bedampft. Jedes Gitter ist in seiner Halterung in allen drei Achsen justierbar und kann auch längs der Symmetrieachse verschoben werden. Die einmal justierten Gitter können mitsamt ihrer Halterung gegeneinander ausgetauscht werden. Die Reproduzierbarkeit der Dreipunktauflage (3 Kugeln in entsprechenden Mulden) ist gut. Auf die Justierung wird später eingegangen.

Auf der gefrästen Rowlandkreisführung sind für den Eintrittspalt Rasten in Halbgradschritten von $\alpha = 82^\circ - 88^\circ$ angebracht; der Austrittspalt wird auf demselben Kreisbogen

geführt. Aus Gleichung (2) folgt bei festgehaltenem Eintrittswinkel (hier 86°) und gegebenem Bereich für die Variation von X_2 (mechanisch begrenzt : $X_2 < 33''$) für die Gitter entsprechend ihrer Dispersion ein unterschiedlicher Nutzungsbereich. Er liegt geometrisch bei $\lambda = 0 - 120\text{nm}$ (I), $0 - 60\text{nm}$ (II) bzw. $0 - 20\text{nm}$ (III).

Das Auflösungsvermögen ebener Gitter wächst mit der Anzahl der ausgeleuchteten Gitterstriche, also mit der ausgenutzten Gitterbreite und der Strichdichte. Für Konkavgitter und streifenden Einfall wachsen allerdings mit der genutzten Gitterbreite auch Bildfehler an, die Kohärenz der EUV-Strahlung setzt ebenfalls Grenzen. Es läßt sich eine optimale Gitterbreite berechnen (MacS 32), die etwa in der Größenordnung eines Zentimeters liegt. Zwischen Eintrittspalt und Gitter ist daher eine Maske angebracht, die das einfallende Lichtbündel begrenzt. Von den Datenblättern des Monochromators her läßt sich für die hier durchgeführten Experimente die 1,57 mm breite Maskenöffnung als optimal ansehen.

Angesichts der kurzen Wellenlängen der EUV-Strahlung sind zum Erreichen genügender Auflösung eigentlich Gitterstrichdichten nötig, die mechanisch kaum zu verwirklichen sind. Den Ausweg bietet der streifende Einfall. Der Lichtstrahl "sieht" die Projektion der Gitterstriche in eine Ebene senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung, das bedeutet eine effektive Gitterkonstante

$$d_{\text{eff}} = d \cos \alpha \quad (3)$$

Ein 600 1/mm -Gitter hat bei $\alpha = 86^\circ$ die Wirkung eines

längs seiner Normalen beleuchteten Gitters von 8600 1/mm Strichdichte, ein 3600 1/mm-Gitter die eines 52000 1/mm-Gitters. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, daß die effektive Gitterkonstante auch vom Ausfallswinkel β , also von der wellenlängenabhängigen Ablenkung durch das Gitter, abhängt.

Die Gitter sind metallbedampft, weil damit die besten Reflexionseigenschaften erreicht werden. Im allgemeinen kann man das Reflexionsvermögen (ebener Flächen) für elektromagnetische Wellen mit Hilfe der Fresnel'schen Formeln berechnen. Als Variablen treten der Einfallswinkel und der Brechungsindex auf, letzterer ist frequenzabhängig. Der Brechungsindex von Isolatoren ist reell, der von Leitern, also auch Metallen, komplex. Der Imaginäranteil beschreibt einen Absorptionsanteil, der durch die schwingungsfähigen, dissipativen Elektronen verursacht wird.

Wegen der hohen Elektronendichte kann der Realteil des Brechungsindex von Metallen kleiner als 1 sein. Das bedeutet die Möglichkeit von Totalreflexion für Einfallswinkel, die größer als ein Grenzwinkel sind. Die Grenzwinkel und Grenzwellenlängen sind für einige Materialien tabelliert oder lassen sich ausrechnen (Sam 67) :

Der Sinus des kritischen Streifwinkels Θ_c für Reflexion von Strahlung der Wellenlänge λ beträgt (Sam 67)

$$\sin \Theta_c = \lambda \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 mc^2} \frac{N}{\pi} \right)^{1/2} \quad (4)$$

(N ist die Anzahl der Elektronen je cm^3). Damit ergibt sich die kritische oder Grenzwellenlänge zu

$$\lambda_{\min}/\text{nm} = 3,33 \cdot 10^{-15} \cdot N^{-1/2} \sin \Theta \quad (5)$$

Metalle hoher Dichte, z.B. Gold oder Platin, sind als Gitterbeschichtung für EUV-Spektrographen besonders geeignet. Für $\alpha = 86^\circ$ und Gold als Oberflächenmaterial ergibt sich eine Grenzwellenlänge $\lambda_{\min} = 1,2 \text{ nm}$. Der Einfallswinkel der Spektrometeranordnung bezieht sich allerdings auf die Makrooberfläche des Gitters. Die Mikrooberflächen der Gitterfurchen des Gitters I sind aber um 2° gegen die Makrooberfläche geneigt (Blaze, s.u.), die Minimalwellenlänge ist daher bei $\lambda = 2,1 \text{ nm}$ zu erwarten. Die holographisch erzeugten Gitter sollten ihrer flacheren Furchen wegen bis zu dem niedrigeren Grenzwert zu gebrauchen sein. Die Grenzwinkel werden durch einen steileren Abfall des Reflexionsvermögens mit abnehmender Wellenlänge bzw. abnehmendem Einfallswinkel definiert und sind nicht genau festzulegen. Zudem schneiden Oberflächenrauigkeiten (also auch die Gitterstruktur) oder Verunreinigungen den nutzbaren Bereich bei weit höheren Wellenlängen ab als im idealen Fall; z.B. sollte die Grenze für Gitter I im Falle einer Verunreinigung der Gitteroberfläche mit Kohlenwasserstoffen auf $6,5 \text{ nm}$ steigen. Ölfreies Vakuum im Spektrometer, wie es durch Einsatz einer Turbopumpe erreicht werden soll, ist also eine wichtige Betriebsvoraussetzung.

Das Reflexionsvermögen glatter Oberflächen sollte wenig

von kleinen Parameteränderungen abhängen (Sam 67, Hen 72). In Kapitel V.3 werden Argumente gegen die Annahme gleichen Verhaltens an Gitteroberflächen angeführt.

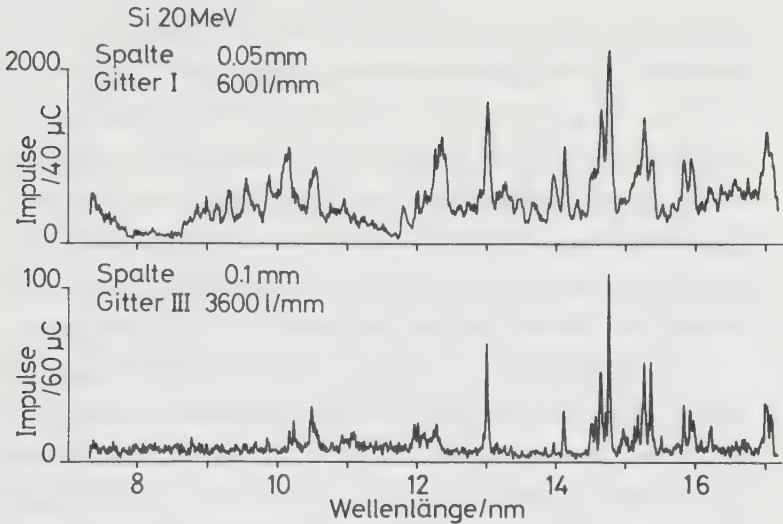
Obwohl der Reflexionsprozeß als Totalreflexion bezeichnet und behandelt wird, liegt die Reflexionsausbeute weit unter 100%. Speer (Spe 76) untersucht verschiedene Gitter bei $\lambda = 4,4 \text{ nm}$, der Wellenlänge der Kohlenstoff $K\alpha$ -Strahlung, und findet Reflexionsausbeuten, die 30% insgesamt und wenige Prozent in eine Beugungsordnung nicht überschreiten, dazu aber obendrein von Gitter zu Gitter, auch der gleichen Herstellungsserie, sehr unterschiedlich ausfallen.

Das Reflexionsvermögen läßt sich für bestimmte Teile des Spektrums durch geeignete Furchenformen ("Blaze") erhöhen. Stimmt z.B. für dreieckige Furchenprofile die Richtung der Reflexion an den Mikrooberflächen mit der Richtung der an der Gitterstruktur gebeugten Strahlen bestimmter Wellenlänge λ_B überein, so liegt die Helligkeit der entsprechenden Spektralabschnitte um etwa 50% über dem sonst erreichten Wert und ist etwa im Bereich $\frac{2}{3} \lambda_B < \lambda < \frac{3}{2} \lambda_B$ höher als ohne Blazeeffekt. Das 600 1/mm-Gitter ist für $\lambda_B = 12,7 \text{ nm}$ eingerichtet. Zwar lassen sich auch holographische Gitter mit Blaze herstellen, die Gitter II und III sind jedoch nicht geblazet. Leider wird durch den Blazeeffekt auch das bei mechanisch geritzten Gittern unvermeidliche Streulicht mit hervorgehoben. Bei holographisch, also durch Laserstrahlinterferenz, erzeugten Gittern ist das Furchenprofil sauberer und damit das Spektrum streulichtärmer. Die annähernd sinusförmigen Furchen führen zudem zu einer Bevorzugung

der ersten Beugungsordnung (Spe 76, Sch 74).

Über den Verlauf von Reflexionsausbeuten von Beugungsgittern in großen Wellenlängenbereichen sowie absolute Ausbeuten gibt es wenig Daten. Weiterhin würde ein Versuch absoluter Aussagen über spektrale Intensitäten die Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit des Channeltrons - des hier verwendeten Detektors - voraussetzen. Die Quantenenergien der EUV-Strahlung liegen weit über der Auslösearbeit für Elektronen aus der Kathode. Daher ist ein einigermaßen glatter Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge des einfallenden Lichts zu erwarten. Die einzige Untersuchung dieses Problems (MacP 76), in der 2 Channeltrons mit Proportionalzählrohren bzw. Photovervielfachern verglichen werden, enthält jedoch einen Hinweis auf eine starke Diskontinuität (mehr als eine Größenordnung) bei $\lambda = 17\text{nm}$. Diese Sprungstelle sollte sich in den hier gemessenen Spektren zumindest in einer Erhöhung des nachgewiesenen Untergrundes zeigen, wird jedoch nicht festgestellt. Der Effekt macht demnach weniger als einen Faktor 2 aus. Das verwendete Channeltron (Bendix/Galileo, CEM 4028) zeigt im gesamten Spektralbereich keine merkliche Änderung des Untergrundes. Die Nullrate ist vor allem vakuumabhängig und liegt ($p \approx 3 \cdot 10^{-9}$ bar) unter 5 Impulsen je Minute. Im mit dem Gitter I aufgenommenen Spektrum auftretende "Wellen" des Untergrundes treten in den anderen Spektren nicht auf (Figur 3). Sie sind daher auf Reflektivitätsschwankungen des konventionellen Gitters (in Abhängigkeit von λ zurückzuführen sowie auf die große Zahl

nicht aufgelöster Linien.



Figur 3 : Gegenüberstellung der Messung des gleichen Spektralbereichs mit einem geritzten Gitter (oben, Blazewellenlänge 12,7 nm) und einem holographisch erzeugten Gitter (unten). Holographisch erzeugte Gitter ergeben eine geringe Ausbeute bei Beugung in zweiter Ordnung, während der Blaze-Effekt die in diesem Spektrum auftretenden Linien 2. Ordnung ($\lambda \leq 12 \text{ nm}$) hervorhebt. Der hohe Untergrund in oberen Spektrum ($\lambda > 13 \text{ nm}$) ist, wie der Vergleich mit dem unteren Spektrum zeigt, auf eine Vielzahl nicht aufgelöster Linien zurückzuführen.

III.5 Meßverfahren

Das Meßverfahren ist für Wellenlängen- und Lebensdauer-messungen ähnlich. Eine Steuereinheit (ähnlich der von Heine und Reinke benutzten (Hei 75, Rei 75)) enthält einen einstellbaren Impulsgeber und treibt mit diesen Impulsen wahlweise einen Schrittmotor für die Folienlängsverschiebung (Lebensdauer-messung) oder den Austrittspaltvorschub (Wellenlängen-messung) an. Nach dem Erreichen der vorge-wählten Schrittzahl beginnt die Sammlung der Detektorim-pulse in einen Speicher der Steuereinheit. Währenddessen wird das Analogsignal, das der im Faradaybecher aufgesam-melten Ladungsmenge entspricht, digitalisiert und auf einen Vorwählzähler gegeben. Dieser beendet das Meßintervall nach Erreichen der eingestellten Schranke (gleiche Ladungsmenge je Meßpunkt). Die Steuereinheit überträgt ihren Speicherin-halt in eine der Folien- bzw. Spektrometerposition ent-sprechende Adresse eines Vielkanalanalysators und beginnt anschließend den nächsten Zyklus.

Da der verwendete Analysator noch keinen Live-Display für das Multichannelscaling-Verfahren hat, wird er zur Simula-tion dieser Darstellung außerhalb der Übertragungszeiten durch die Steuereinheit extern angesteuert. So läßt sich bequem der Fortgang der Messung beobachten. Die Weiter-führung einer Messung kann von den laufenden Anzeigen her entschieden werden. Das im Analysator gespeicherte Spektrum wird nach der Messung auf Lochstreifen ausge-geben und dann in der Rechenanlage weiterverarbeitet.

IV Wellenlängenspektren

IV.1 Vorbemerkungen

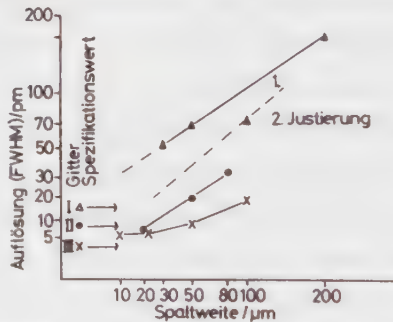
Mit den drei Beugungsgittern sind infolge der unterschiedlichen Dispersion unterschiedliche Auflösungsvermögen erreichbar, nach Herstellerangaben - jeweils für 0,01mm Spaltweite - mit Gitter I (600 1/mm) 0,015nm, mit Gitter II (1200 1/mm) 0,008nm und mit Gitter III (3600 1/mm) 0,003nm. Diese Werte lassen sich mit korrekt justierten Gittern tatsächlich erreichen, allerdings wurde das mit dem Monochromator gelieferte Gitter I von der Auslieferfirma dejustiert übergeben, wie sich im Laufe der Messungen herausstellte. Dies konnte erst nach Abschluß der vorliegenden Arbeit korrigiert werden. Gitter III wurde entsprechend dem vermeintlich richtig justierten Gitter I nachgestellt und erreichte daher ebenfalls nicht den Spezifikationswert.

Figur 4 zeigt den Zusammenhang von Spaltweite und Auflösungsvermögen (Linienbreite). Aus graphischen Gründen sind die Achsenmaßstäbe als Wurzelfunktion gewählt, lineare Funktionen werden auch in dieser Darstellung als Geraden wiedergegeben. Für die Gitter II und III weisen die von großen zu kleinen Spaltweiten extrapolierten Kurven auf den Koordinatenursprung. Gitter III weicht bei kleinen Spaltweiten von dieser Richtung ab, das deutet auf das Erreichen der -nicht zu unterschreitenden- Dopplerbreite (s.u.) und evtl. einen kleinen Justierfehler hin.

Die Kurve für Gitter I weicht drastisch von dem erwarteten Verhalten ab und zeigt damit einen Beitrag des Justierfehlers zur Linienbreite an, der mit 20 μm für Spaltweite 0 die Spezifikationslinienbreite schon übertrifft. Nach der Behebung des Fehlers ergibt sich für die Spaltweite 0,1 mm eine Halbierung der Linienbreite. Geht man davon aus, daß die verschiedenen Beiträge zur Linienbreite sich quadratisch addieren, so läßt sich der nunmehr ungestörte Kurvenverlauf abschätzen (gestrichelte Linie).

Figur 4 :

Auflösungsvermögen
der drei Gitter in
Abhängigkeit von
der Spaltweite
(siehe Text)



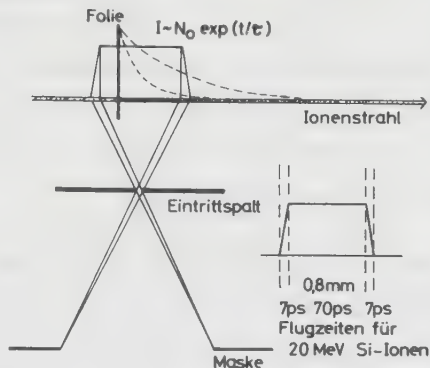
Die Benutzung einer Maske zur Optimierung der Auflösung wurde in Kapitel III.4 erläutert. Die Maske M und der Eintrittsspalt S1 (Figur 5) bewirken ein trapezförmiges immaterielles Nachweisfenster am Ort des Ionenstrahls (eine eingehendere Diskussion folgt in Kapitel V). Die Folie wird in das Plateau dieses Trapezes gestellt. Dann kann das Licht von Übergängen sowohl aus lang- als auch aus kurzlebigen Zuständen (Zerfall sehr nahe der Folie) nachgewiesen werden. Die Breite des Plateaus entspricht grob einer Flugzeit von 200 ps (alte Kammer) bzw. 70 ps (neue Kammer). Die meisten Übergänge sind in dieser Zeit schon so stark abgeklungen, daß eventuelle Verformungen der Folie

sich kaum noch als Intensitätsänderungen im Integrationsbereich des Fensters bemerkbar machen.

Die endliche Lebensdauer der Zustände bedeutet eine ungleichmäßige Helligkeitsverteilung innerhalb des Nachweisfensters. Meßbare Auswirkungen auf die Linienlage oder Linienform (ChaB 75) werden nicht festgestellt.

Figur 5 :

Maske und Eintrittsspalt definieren ein trapezförmiges Nachweisfenster

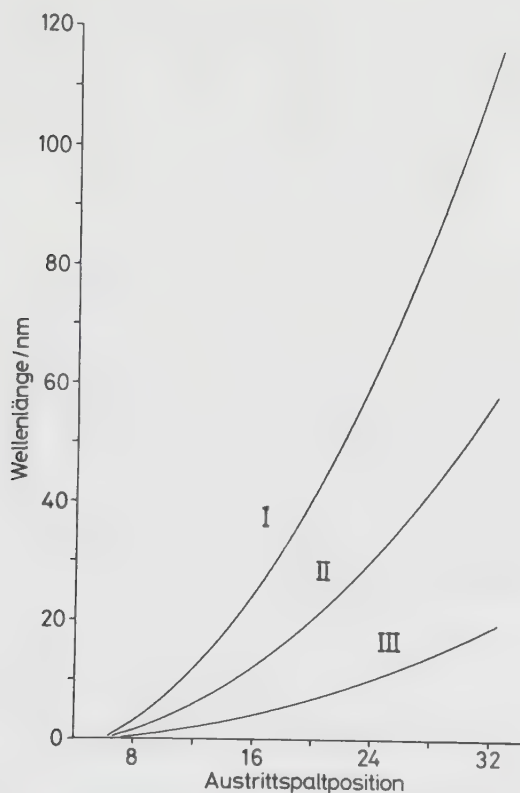


Wellenlängenspektren können auf zwei Arten aufgenommen werden. Für eine schnelle Übersicht genügt es, den Austrittsspalt des Monochromators auf seiner Führung mit dem geräteeigenen Synchronmotor in einer der wählbaren Geschwindigkeiten zu verschieben und die Signale des Detektors auf einen Schreiber oder einen parallel, aber unabhängig mitlaufenden Vielkanalanalysator zu geben. Solche Spektren können wegen des nicht definierten Zusammenhangs von Spektrometerstellung und Aufzeichnung nur intern anhand von bekannten Spektrallinien kalibriert werden. Zudem wirken sich Schwankungen des Beschleunigerstrahls im Spektrum aus und können Linien unterdrücken oder vortäuschen.

Bei der anderen Aufnahmeart wird der Synchronmotor durch einen Schrittmotor ersetzt, der auf dasselbe Getriebe wirkt. Eine definierte Anzahl von Schritten entspricht einem definierten Vorschub. Z.B. bewirken in der Getriebe-
stellung $1''/\text{min}$ (die sich eigentlich auf den Synchronmotor bezieht) 40 Schrittmotorimpulse eine Austrittsspaltverschiebung um $0,0635\text{mm}$ ($0,0025''$). Durch geeignete Impuls-
zahlen läßt sich jedes gewünschte Vorschubintervall erreichen, was eine sehr gute Steuerbarkeit ergibt. Die Mechanik des Monochromators läßt eine sehr gute Reproduzier-
barkeit der Kalibrierungskurven zu (Figur 6, quantitative Angaben im folgenden Kapitel).

An jedem Meßpunkt wird durch eine Strahlstromnormierung die Meßzeit geregelt. Die Spaltweite kann zusammen mit den Schrittweiten der gewünschten Auflösung angepaßt werden. Einzig die zur Verfügung stehende, knapp bemessene Strahl-
zeit steht Messungen entgegen, die die höchste mit dem Spektrometer erreichbare Auflösung im gesamten Spektrum ausnutzen lassen. Allein für das Gitter III, dessen Auflö-
sung derzeit von keinem anderen am Ionenstrahl eingesetz-
ten EUV-Spektrometer erreicht wird, würde sich ein Zeit-
bedarf für ein komplettes, den gesamten zugänglichen Spek-
tralbereich (Figur 6) überdeckendes Spektrum mit $0,02\text{mm}$ -
Spalten und zufriedenstellend hoher aufgesamelter Inten-
sität von 100 Strahltagen ergeben. Für die im folgenden
vorgestellten Messungen war daher eine Beschränkung auf
die wesentlichen Spektralabschnitte notwendig, mit gerade
noch ausreichender Auflösung und Meßzeiten, bei denen die
erreichte statistische Zuverlässigkeit der Kanalinhalte

für die erforderliche Genauigkeit der Auswertung gerade ausreicht.



Figur 6 : Die Kalibrierungskurven der drei Gitter geben den nichtlinearen Zusammenhang zwischen dem Abstand Gitter/Austrittsspalt (Anzeige in Zoll) und der Wellenlänge des bei der jeweiligen Austrittsspaltposition nachzuweisenden Lichtes an.

IV.2 600 1/mm-Gitter

In der Spektrometerformel treten 5 Größen auf : Wellenlänge λ , Gitterkonstante d , Rowlandkreisdurchmesser R , Abstand Eintrittspalt-Gittermitte X_1 und Abstand Gittermitte - Austrittsspalt (Positionsanzeige) X_2 (Fig.2) :

$$\lambda = d \left(\sqrt{1 - \left(\frac{X_1}{R}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{X_2}{R}\right)^2} \right) \quad (6)$$

Den Größen in Gleichung (6) sind unterschiedliche Genauigkeiten zuzuschreiben. Die angegebene Gitterkonstante (reziproke Furchendichte $d = (1/600) \text{ mm}$) ist sicherlich sehr genau eingehalten (Schätzwert $\Delta d/d < 10^{-5}$). Der Krümmungsradius des Gitters ($r = 2,2176 \text{ m}$) liegt sehr nahe beim Rowlandkreisdurchmesser $R = 2,21696 \text{ m}$ ($\hat{=} 87,282''$), die Differenz ist hier unwesentlich. Aus einer Schätzung der Fertigungstoleranz $\Delta R < 0,1 \text{ mm}$ folgt $\Delta R/R < 5 \cdot 10^{-5}$.

Die Fehler von X_1 und X_2 hängen von der Gitterjustierung ab. Das Gitter kann in seiner Halterung, statt den Rowlandkreis zu berühren, leicht innerhalb oder außerhalb des Sollkreises stehen ("Focus" (Bezeichnung der Mikrometerschrauben zur Gitterjustierung in der Bedienungsanleitung)) oder es kann um die 3 Achsen verdreht sein, was jeweils zu unterschiedlichen Auswirkungen auf die zu messenden Spektren führt. Diese Auswirkungen sollen nicht näher diskutiert werden. Kippen des Gitters um 1° (Querachse "Tilt") erhöht z.B. die Linienbreite von $0,015 \text{ nm}$ auf $0,05 \text{ nm}$, die Linienlage ändert sich dabei nicht.

Die an der Ionenstrahllichtquelle gemessenen Linienbreiten sind wegen des endlichen Öffnungswinkels des Spektrometers eine Faltung der Apparatebreite mit der natürlichen Linienbreite (hier vernachlässigbar) und der Dopplerbreite. Der Öffnungswinkel beträgt (Maske 1,57mm) etwa $0,8^\circ$, dann sollte für Ionen mit einer Geschwindigkeit von etwa 3% der Lichtgeschwindigkeit eine Dopplerbreite der Spektrallinien von $4 \cdot 10^{-4} \lambda$ folgen, also für Linien mit $\lambda = 15\text{nm}$ etwa $4\lambda \approx 0,006\text{nm}$. Damit braucht dieser Beitrag nur in hochauflösenden Messungen mit Gitter II und III berücksichtigt zu werden.

Die eigentliche Kalibrierung ("Eichung") des Monochromators besteht aus einem Vergleich der nach Ablesung von X_2 nach der Spektrometerformel berechneten Wellenlängen λ mit den Wellenlängen λ , die aus anderen Experimenten mit höherer Auflösung bekannt sind. Aus den Abweichungen der Wellenlängenwerte voneinander kann auf die Art und Größe der in der Spektrometerformel nötigen Korrekturen geschlossen werden. Im EUV werden z.B. einige Linien von Sauerstoffionen auf 6 Stellen genau angegeben (Kelp 73). Anhand dieser Linien wird für den Wellenlängenbereich unterhalb 25nm eine erste Kalibrierung vorgenommen. Dazu muß in den gemessenen Spektren der Linienschwerpunkt ermittelt werden. Das setzt isolierte symmetrische Linien genügender Intensität voraus, auf deren Linienbreite zudem genügend viele Kanäle entfallen müssen, damit das Linienprofil der Beugungsfigur und nicht nur das Abtastraster die Linienform bestimmt.

Ein Spaltvorschub um $0,0025''/\text{Kanal}$ bedeutet im Bereich um $\lambda = 15\text{nm}$ eine Wellenlängenänderung um etwa $0,01\text{nm}/\text{Kanal}$. Bei einer Spaltweite von $0,05\text{mm}$ ergibt sich eine Linien- (Halbwerts-)breite von knapp $0,07\text{nm}$, also entfallen $7 - 8$ Kanäle auf eine Linienbreite. Daraus kann günstigenfalls die Linienlage auf $1/10$ Kanal genau bestimmt werden. Das bedeutet eine Genauigkeit $\Delta\lambda/\lambda \lesssim 10^{-4}$. Schwache Linien können allerdings nur auf etwa 1 Kanal ($\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3}$) angegeben werden. Bei nicht aufgelösten Linien läßt sich die Lage der Komponenten des "Blending" nur abschätzen.

Die Dispersion ($\Delta(x_2)/\Delta(\lambda)$) des Spektrometers nimmt mit wachsendem Ausfallswinkel, also wachsender Wellenlänge, ab. Behält man die gleiche Schrittweite des Spaltvorschubes bei, so entfallen mit wachsender Wellenlänge weniger Kanäle auf den Bereich einer Halbwertsbreite (diese ist auf der Wellenlängenskala annähernd konstant), z.B. bei $\lambda = 30\text{nm}$ nur noch 6 Kanäle, bei 60nm nur noch 5 Kanäle. Solche Linien lassen sich dann ohne einzelne hochauflösende Messung weniger genau absolut festlegen, die relative Genauigkeit $\Delta\lambda/\lambda$ bleibt aber einigermaßen gleich.

Im Rahmen von Voruntersuchungen an Sauerstoff wurden folgende Linien für die Kalibrierung des Gitters I im Wellenlängenbereich $8-25\text{nm}$ benutzt (Kelp 73, BucD 72, BucB 73, CanJ 74, PegG 74, Buc 76, BucD 76):

Tabelle 1

Ionisations- zustand	Übergang	Wellenlänge λ /nm	Schwer- punkt
O VII	$1s2p \rightarrow 3p_{1,2}^o - 1s4d \rightarrow 3d_{2,3}$	9,612	
O VII	$1s2s \rightarrow 3s_1 - 1s3p \rightarrow 3p_2^o$	12,0331	
O VII	$1s2p \rightarrow 3p_1^o - 1s3d \rightarrow 3d_2$	12,8412	
	$3p_2^o - 3d_3$	12,8500	12,8463
O VI	$1s^2 2p \rightarrow 2p_{1/2}^o - 1s^2 4d \rightarrow 2d_{3/2}$	12,9786	
	$2p_{3/2}^o - 2d_{5/2}$	12,9872	12,9838
O VI	$1s^2 2s \rightarrow 2s_{1/2} - 1s^2 3p \rightarrow 2p_{3/2}^o$	15,0089	
	$2s_{1/2} - 2p_{1/2}^o$	15,0124	15,0101
O VI	$1s^2 2p \rightarrow 2p_{1/2}^o - 1s^2 3d \rightarrow 2d_{3/2}$	17,2935	
	$2p_{3/2}^o - 2d_{5/2}$	17,3082	17,3023
O VI	$1s^2 2p \rightarrow 2p_{1/2}^o - 1s^2 3s \rightarrow 2s_{1/2}$	18,3937	
	$2p_{3/2}^o - 2s_{1/2}$	18,4117	18,4057
O VII	2.Ordnung von 12,0331 nm	24,0662	

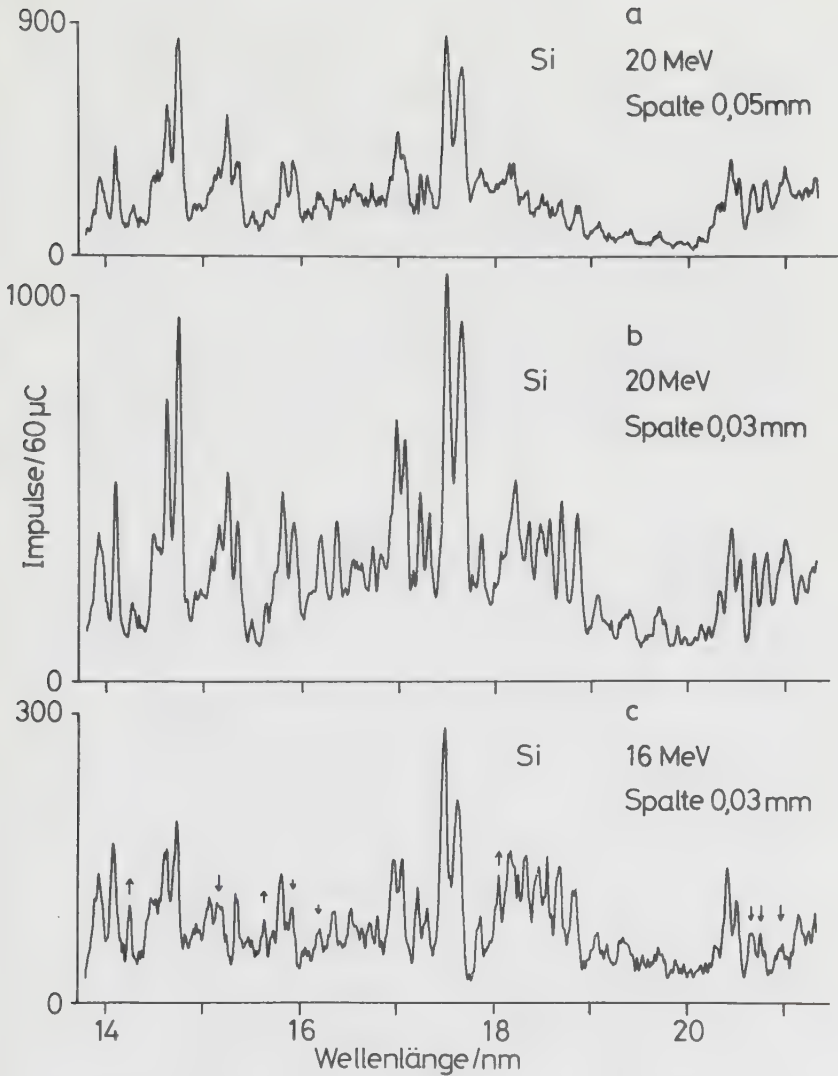
Es zeigt sich, daß mit Ausnahme von Einfallswinkel und Positionsanzeige keine signifikanten Abweichungen von den Sollwerten auftreten. Eine Ausgleichsrechnung liefert $\alpha = 86,002424^\circ = 86^\circ 00' 8,725''$. Damit folgt für $\sin \alpha$ statt 0,997 564 050 der Wert 0,997 567 001. Die Korrektur der Positionsanzeige beträgt 0,0235" (etwa 0,6mm), und zwar ist diese Korrektur der Anzeige hinzuzuzählen, wenn Wellenlängen ausgerechnet werden sollen. Diese Korrektur bedeutet (nichtlineare Eichkurve!) eine Abweichung der Soll- von der Ist-Wellenlänge um etwa 0,05 - 0,1nm (2 ‰).

Zwar ist eine Ausdehnung der Kalibrierung anhand von Sauerstofflinien in den Wellenlängenbereich oberhalb 25nm möglich, doch erscheint es angemessener, nachdem die mechanische Präzision des Monochromators in der ersten Kalibrierung nachgewiesen ist, die knappe Meßzeit auf die Untersuchung von Silizium zu verwenden und die Spektren des Siliziums mit dessen Linien zu kalibrieren.

Der große Linienreichtum der Spektren erweist sich als problematisch. Nur wenige Linien liegen isoliert und sind stark genug, um als einwandfreie Kalibrierungsstandards zu dienen. Der große Spektralbereich bis 60nm, der untersucht werden soll, kann aus Intensitätsgründen, trotz einer Öffnung der Spalte auf 0,05mm, nicht während einer Strahlzeit durchfahren werden. Das bedeutet eingeschränkte Auflösung, die Notwendigkeit, Spektren, die nacheinander aufgenommen werden, aneinanderzukoppeln und die Möglichkeit zusätzlicher Fehler, weil von Strahlzeit zu Strahlzeit das Spektrometer belüftet, ausgepumpt und neu eingestellt wird.

Die Linien der Tabelle 2 sind als Kalibrierungslinien geeignet. Es zeigt sich, daß die in einem Randbereich des zu untersuchenden Spektrums, einem Bereich ohne gut vermessene Silizium-Linien und deshalb auf das Sauerstoffspektrum gestützt, ermittelte Kalibrierung für den gesamten Bereich übernommen werden kann.

$$\lambda = \frac{1}{600} \text{ mm} \left(0,997567 - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{2,Zoll} + 0,0235}{87,282} \right)^2} \right) \quad (7)$$



Figur 7 : Vergleich von Spektren, die unter unterschiedlichen Bedingungen mit Gitter I aufgenommen wurden. a) alte Meßkammer, b, c) neue Meßkammer; Pfeile kennzeichnen Linien, die sich bei Verminderung der Ionenenergie anders als die benachbarten Linien verhalten.

Wie gut die Spektren auch unter wechselnden Bedingungen reproduziert werden, zeigt Figur 7 in einem Vergleich dreier Spektren, die mit der alten bzw. neuen Meßkammer, unterschiedlichen Spaltweiten und unterschiedlichen Ionenenergien aufgenommen wurden. Weil die meisten Linien des gezeigten Spektralabschnitts zur gleichen Ionisationsstufe Si X gehören, sind relative Intensitätsunterschiede zwischen den Linien aufgrund der mit der Ionenenergie verschobenen Ladungszustandsverteilung nicht zu erwarten, aber -wie zu sehen- eine gleichmäßige Intensitätsabnahme.

Tabelle 2 : Zur Kalibrierung von Spektren im Wellenlängenbereich $20\text{nm} < \lambda < 61\text{nm}$ geeignete Siliziumlinien

Ionisations- stufe	Übergang	Wellenlänge λ / nm
Si IX	$2s^2 2p^2 \ 3p_1 - 2s2p^3 \ 3s_1^o$	22,5033
Si X	$2s^2 2p \ 2p_{1/2}^o - 2s2p^2 \ 2p_{3/2}$	25,3772
Si IX	$2s^2 2p^2 \ 1s_0 - 2s2p^3 \ 1p_1^o$	25,975
Si X	$2s^2 2p \ 2p_{1/2}^o - 2s2p^2 \ 2s_{1/2}$	27,2000
Si X	$2s2p^2 \ 4p_{3/2} - 2p^3 \ 4s_{3/2}^o$	28,9186
Si X	$2s2p^2 \ 4p_{5/2} - 2p^3 \ 4s_{3/2}^o$	29,2220
Si XI	$2s^2 \ 1s_0 - 2s2p \ 1p_1^o$	30,331
Si X	$2s^2 2p \ 2p_{3/2}^o - 2s2p^2 \ 2d_{3/2,5/2}$	35,607
Si XI	$2s2p \ 3p_2^o - 2p^2 \ 3p_1$	37,148
Si XI	$2s2p \ 1p_1^o - 2p^2 \ 1d_2$	60,414
Si XI	2.Ordnung von $\lambda = 30,331\text{nm}$	60,662

IV.3 1200 1/mm-Gitter

Das 1200 1/mm-Gitter (II) erschließt den Spektralbereich bis $\lambda=60\text{nm}$ mit höherer Auflösung als das Gitter I. Es wurde als letztes geliefert. Anlässlich seiner Justierungsüberprüfung nach dem Einsetzen in das Spektrometer wurden die Justierfehler der anderen Gitter quantifiziert und behoben.

Zunächst wird die Senkrechtstellung der Gitterstriche überprüft. Dazu wird das Gitter längs der Gitternormalen mit einem HeNe-Laser beleuchtet. Die Spektrometerformel vereinfacht sich hier zu

$$\sin \beta = m \frac{\lambda}{d} \quad (8)$$

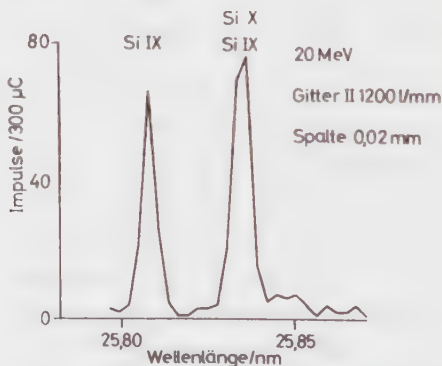
Mit der bekannten Gitterkonstante d und der Wellenlänge des roten Laserlichts ergibt sich β zu etwa 55° . Nach Entfernen einiger Bauteile des Monochromators läßt sich der unter diesem Winkel ausfallende Strahl auffangen und sich seine Höhe mit der des Gitters vergleichen. (Beim Gitter I ergibt die zweite Beugungsordnung denselben Ausfallswinkel wie die erste beim Gitter II; für Gitter III ergibt sich für rotes Licht keine Lösung ($\sin \beta > 1$))

Die weitere Justierung wird in der 0. Beugungsordnung (Reflexion) mit dem UV-Licht einer Hg-Lampe vorgenommen. In einem Trial-and-Error-Verfahren wird durch kleine Änderungen der Gitterjustierung die Breite der Beugungsfigur 0. Ordnung vermindert. Eine Justierung unter Betriebsbedingungen scheidet aus, weil die Verstellelemente sich im evakuierbaren Teil des Monochromators befinden.

Erste Messungen zeigen, daß das Justierverfahren erfolgreich ablief, mit 0,02mm weiten Spalten wird die Spezifikation 0,008nm knapp übertroffen (Figur 8). Dieses Spektrum zeigt das Ergebnis einer hochauflösenden Messung an einer Linie bei $\lambda=25,83\text{nm}$, die aus drei Komponenten besteht (KelP 73). Die Linien mit $\lambda=25,8347\text{nm}$ (Si X) und $\lambda=25,836\text{nm}$ (Si IX) werden nicht voneinander getrennt. Die dritte Komponente, deren Wellenlänge in der Kelly-Tabelle als "proposed" angegeben wird, liegt nicht bei $\lambda=25,810\text{nm}$, sondern bei $25,806\text{nm}$ (Si IX, $2s^2 2p^2 \ ^1D_2 - 2s2p^3 \ ^1D_2^o$). Dabei ist vorausgesetzt, daß die Wellenlängenangaben der ersteren beiden Linien korrekt sind. Solche Wellenlängendifferenzmessungen können angesichts der mechanischen Präzision des Monochromators durchgeführt werden, ohne die Kalibrierungskurve genau zu kennen.

Figur 8 :

Hochauflösende
Messung mit Gitter II,
Linienbreite der
Linie $\lambda = 25,806\text{nm}$
< 0,008nm



Die Kalibrierung des Gitters II wird auf die 7 in den Bereich $20\text{nm} < \lambda < 34\text{nm}$ fallenden Linien der Tabelle 2 gestützt. Unter der Voraussetzung, daß die übrigen Korrekturen an den Parametern klein sind und der für Gitter I angenommene Wert für $\sin\alpha$ auch hier gilt, ergibt sich für die Korrektur der Spektrometeranzeige $(X_2) = -0,02179^{\pm 3\%}$. Die individuellen Werte führen zu einer Ausgleichsgeraden mit der Steigung $m = -0,0000023 \pm 0,000193$; das ist mit der Annahme einer Steigung $m=0$, also eines konstanten Wertes der Positionskorrektur, verträglich.

Die Unsicherheit der X_2 -Korrektur bedeutet eine Wellenlängenunsicherheit von $\Delta\lambda/\lambda \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$ bei $\lambda = 20\text{nm}$. Wegen der geringen Reflexionsausbeute des Gitters in diesem Spektralbereich sind die Linien innerhalb knapper Meßzeiten nur mit ungünstiger statistischer Sicherheit zu messen, die typische Unsicherheit der Linienlagenbestimmung ist deshalb um etwa eine Größenordnung höher anzusetzen.

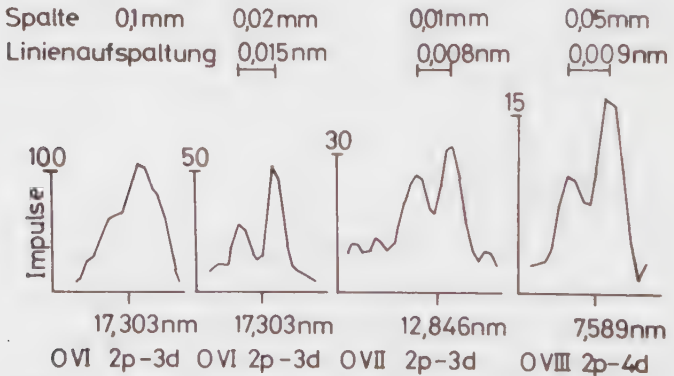
IV.4 3600 1/mm-Gitter

Gitter III traf als Ergänzung der Monochromatorausstattung für Messungen mit höchster Auflösung etwa 2 Jahre nach dem Spektrometer ein. Das Gitter war in seiner Halterung vom Hersteller vorjustiert. Bei der vom Benutzer vorzunehmenden Einstellung der Gittermaske wurde die Ausleuchtung des Gitters mit einem Laser vorgenommen, der zuvor - unter der falschen Annahme, Gitter I sei korrekt justiert - nach Git-

ter I ausgerichtet worden war. Wegen der Ausleuchtungsunterschiede wurde Gitter III verstellt, zeigte aber bei der Justierung mit der Hg-Lampe (siehe Gitter II) fast die spezifizierte Linienbreite, wenn auch eine verschobene Position des Beugungsbildes 0. Ordnung.

Die deshalb in der Kalibrierungskurve notwendige X2-Korrektur wurde durch Kalibrierung mit Sauerstofflinien ermittelt. Die Korrektur erwies sich als groß (0,2"), deshalb wurde behelfsmäßig das Gitter noch einmal justiert. Dabei ging die Korrektur auf den Wert -0,105" zurück. Die in dieser Justierung erreichten Linienbreiten (Figur 4) reichten aus, um erstmals am folienangeregten Ionenstrahl im EUV die Feinstruktur von Linien aufzulösen. (Figur 9).

Gitter III 3600 l/mm



Figur 9 : Beispiele hochauflösender Messungen an Sauerstoff

Die gemessenen Feinstrukturaufspaltungen stimmen mit den Ergebnissen aus anderen Lichtquellen (O VI, O VII) bzw. Berechnungen (O VIII) überein.

IV.5 Vergleich der Leistungsfähigkeit der drei Gitter

Die drei Gitter unterscheiden sich nicht nur in der Auflösung, sondern auch in der Reflexionsausbeute und der Güte der spektralen Zerlegung einfallenden Lichts, d.h. im Verhältnis Signal zu Untergrund. Bei Vergleichen dieser Eigenschaften anhand der aufgenommenen Spektren ist außer den gittertypischen Werten der Raumwinkel des einfallenden Lichtbündels zu berücksichtigen, also der Abstand Ionenstrahl / Eintrittspalt und die Spaltweite.

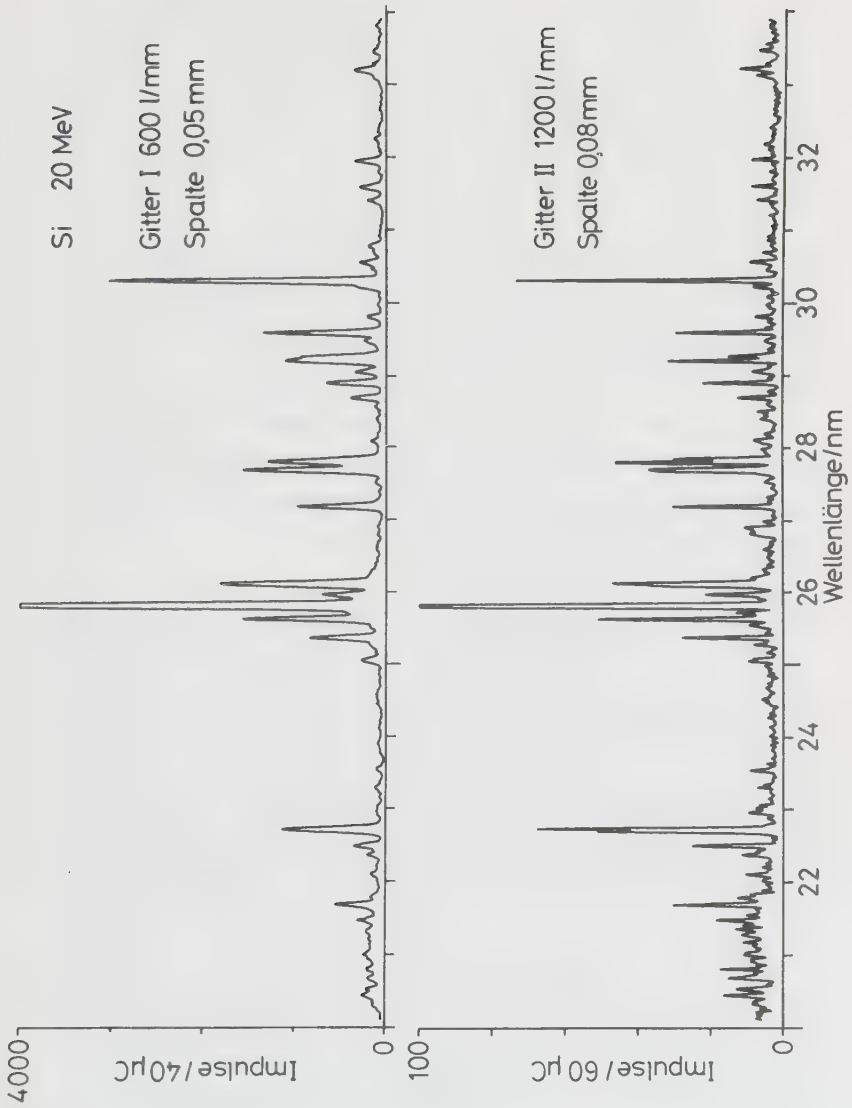
Die Intensität des Meßsignals hängt quadratisch von der Spaltweite ab. (in gewissen Grenzen). Damit lassen sich die in verschiedenen Spektren gemessenen Linienintensitäten miteinander vergleichen. Aus den Spektren a und b der Figur 7 folgt ein Intensitätsgewinn um einen Faktor 3 beim Übergang von der alten auf die neue Meßkammer. Das entspricht der Abstandsverkürzung. Der Raumwinkelzuwachs um einen Faktor 9, der geometrisch zu erwarten ist, kann sich also nicht voll auswirken. Als Gründe dafür kommen die zusätzliche Lichtbündelbegrenzung durch die Maske, die schlechtere Abbildung von nunmehr stärker von der Waagerechten abweichenden Lichtstrahlen und die lebensdauerabhängige Helligkeitsverteilung in der Lichtquelle infrage.

Figur 7c zeigt, wie wichtig es ist, nur Spektren gleicher Ionenenergie für die Untersuchung der Gittereigenschaften zu vergleichen: schon eine Verminderung der Energie um 20% bewirkt wegen der sich ändernden Ladungsverteilung eine Intensitätsabnahme des dargestellten Spektralabschnittes auf ein Drittel.

Die Reflexionsausbeuten der Gitter lassen sich nur schwer miteinander vergleichen. Zur gleichen Wellenlänge gehört jeweils ein anderer Ablenkwinkel, also wären für Vergleiche bei gleichem Ausfallswinkel (verschiedene Wellenlänge) absolute Helligkeitsdaten der Lichtquelle Voraussetzung. Diese existieren nicht, es werden daher die Vergleiche auf gleiche Wellenlängenbereiche gestützt, und zwar auf den Bereich $20 \text{ nm} \leq \lambda \leq 34 \text{ nm}$ (Gitter I, II) und den Bereich um $\lambda \approx 14,5 \text{ nm}$ (alle drei Gitter).

Berücksichtigt man, daß die Reflexionsausbeute auf gleiche Wellenlängenintervalle, also der Dispersion proportionale Austrittswinkelintervalle, zu beziehen ist, so folgt für den erstgenannten Bereich (Figur 10) aus dem Verhältnis der Linienintensitäten eine Überlegenheit des Gitters I gegenüber Gitter II um den Faktor 40. Im Bereich um $\lambda \approx 14,5 \text{ nm}$ steigt das Verhältnis wegen des Blaze-Effekts auf die Größenordnung 80 - 90 (Figur 13), während das Gitter III dort etwa 20fach besser reflektiert als Gitter II. Das bedeutet, daß selbst bei Verringerung des Auflösungsvermögens von Gitter III durch Öffnen der Spalte eine zweifache Überlegenheit gegenüber Gitter II übrigbleibt.

Während in den besprochenen Bereichen die Reflexionsausbeute der holographisch erzeugten Gitter um eine Größenordnung



Figur 10

unter der des geritzten Gitters liegt, ist zu erwarten, daß im kurzwelligen Bereich, in dem die Vorteile des Blaze-Effekts entfallen und die Nachteile des schrägen Furchenprofils wirksam werden, die holographisch erzeugten Gitter gleich gut oder besser reflektieren. Messungen dazu liegen noch nicht vor.

Wie aus Figur 13 hervorgeht, wird durch den Blaze-Effekt auch der Streulichtanteil hervorgehoben. Das Verhältnis der starken Linien zum Untergrund erreicht beim - nicht korrekt justierten - Gitter I den Wert 6, bei Gitter II 13 und bei Gitter III 18. Oberhalb des Blaze-Bereichs, wo zugleich die Dichte der schwachen Linien im Untergrund geringer ist, steigen die Verhältnisse auf 30 (I) bzw. 45 (II), wie aus Figur 10 bei $\lambda = 30\text{nm}$ hervorgeht.

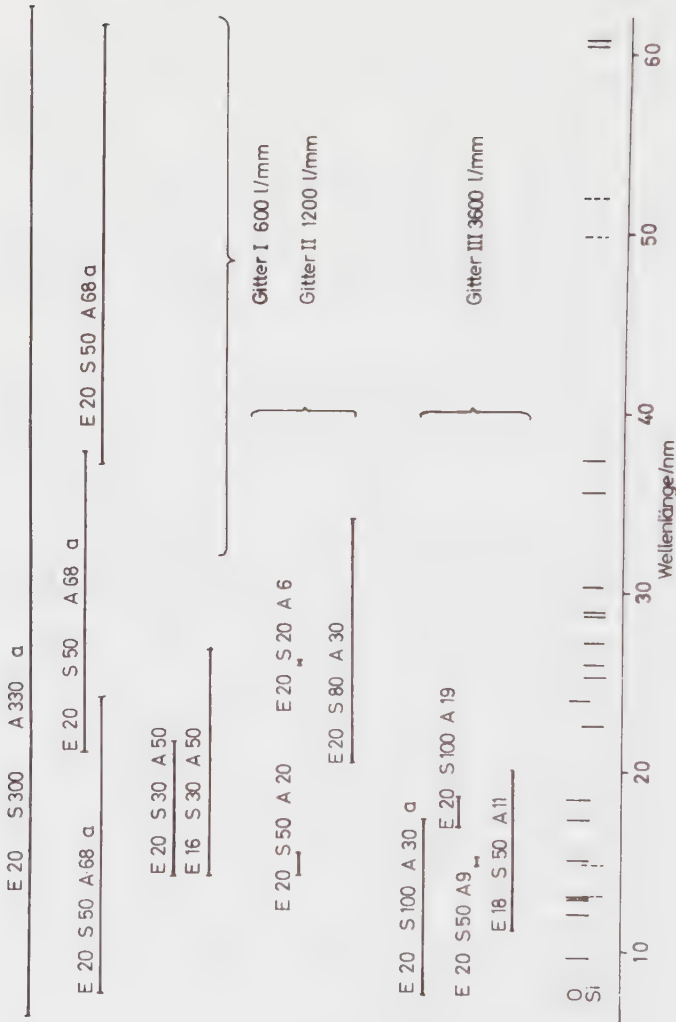
Der Untergrund in den mit den holographischen Gittern aufgezeichneten Spektren wird fast ausschließlich durch die Dunkelrate des Channeltrons (einige Impulse je Minute) verursacht. Wenn genug Meßzeit zur Verfügung steht, sind wegen des niedrigen Untergrundes und des trotz geringer Zählraten günstigeren Signal/Untergrund-Verhältnisses Messungen mit den holographischen Gittern vorzuziehen. Für schnelle Messungen und die Aufnahme von Lebensdauerkurven, die während der stabilen Lebensphase einer Targetfolie abgeschlossen werden sollen, kommt jedoch praktisch nur das Gitter I infrage.

IV.6 Meßergebnisse

Figur 11 zeigt eine Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit aufgezeichneten Silizium-Spektren und die verwendeten Kalibrierungslinien von O und Si. Einzelspektren, die aneinander direkt anschließend oder mit nur wenigen Kanälen Überlappung während einer Strahlzeit aufgenommen wurden, sind nicht getrennt gezeichnet, weil sie sich problemlos aneinanderkoppeln lassen und in einem Stück zu kalibrieren und auszuwerten sind. Die Gesamtdauer der Aufnahmen betrug etwa 7 Strahltag.

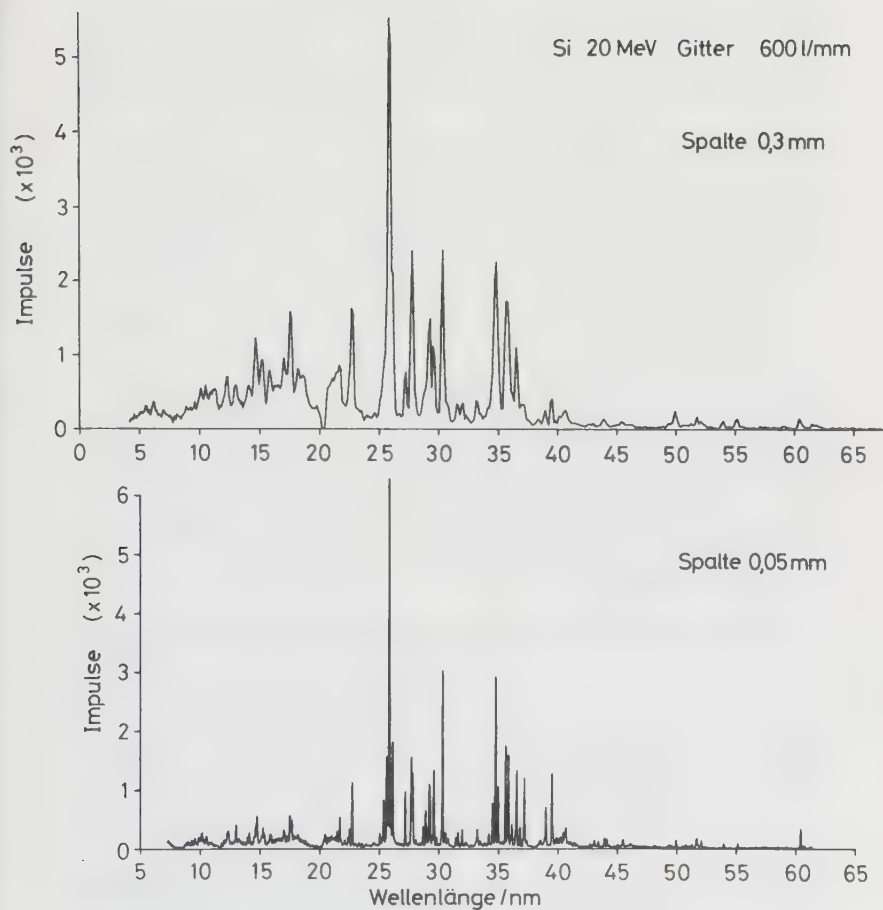
Figur 12 enthält die Gegenüberstellung eines sehr schnell (20 min) aufgenommenen Spektrums mit einem aus 7 Teilspektren zusammengesetzten desselben Bereichs (Aufnahmedauer ca 1 1/2 Tage). Nicht nur werden erwartungsgemäß breite starke Linien des ersten Spektrums bei besserer Auflösung in mehrere Komponenten aufgespalten, sondern auch charakteristische Formen des Untergrundes werden reproduziert. Das bedeutet zum einen, daß der "Untergrund" (z.B. $\lambda < 25$ nm) aus einer Vielzahl kaum aufgelöster Linien besteht, zum anderen, daß diese spektralen Strukturen nicht durch Folienalterungseffekte, Folienwechsel, Normierungsänderungen etc. simuliert werden.

Die aus den Messungen ermittelten Linienlagen sind in Tabelle A (Anhang) aufgeführt und den Messungen von Griffin et al. (GriP 76) gegenübergestellt. Wegen des Justierfehlers sind die Linienbreiten der Messungen mit Gitter I nur wenig geringer (0,068 nm) als die von Griffin et al. mit einem 300 1/mm-Gitter erreichten (0,08 nm). Die relative Genauig-



Figur 11

Figur 11 : Übersicht über die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgenommenen Silizium-Spektren. E Energie/MeV ; S Spaltweite/ μ m ; A Auflösung/pm ; a alte Meßkammer ; Im unteren Teil des Diagramms ist die Lage der Kalibrierungslinien angegeben.



Figur 12 : Gegenüberstellung eines sehr schnell mit weiten Spalten aufgenommenen Spektrums (oben) mit einem höher aufgelösten, aus sieben Teilspektren zusammengesetzten Spektrum. Die Grobstruktur beider Spektren stimmt überein. Abbildungen von Spektren aus Abschnitten des hier dargestellten Spektralbereichs finden sich in den Figuren 3, 7, 10, 13 und 15.

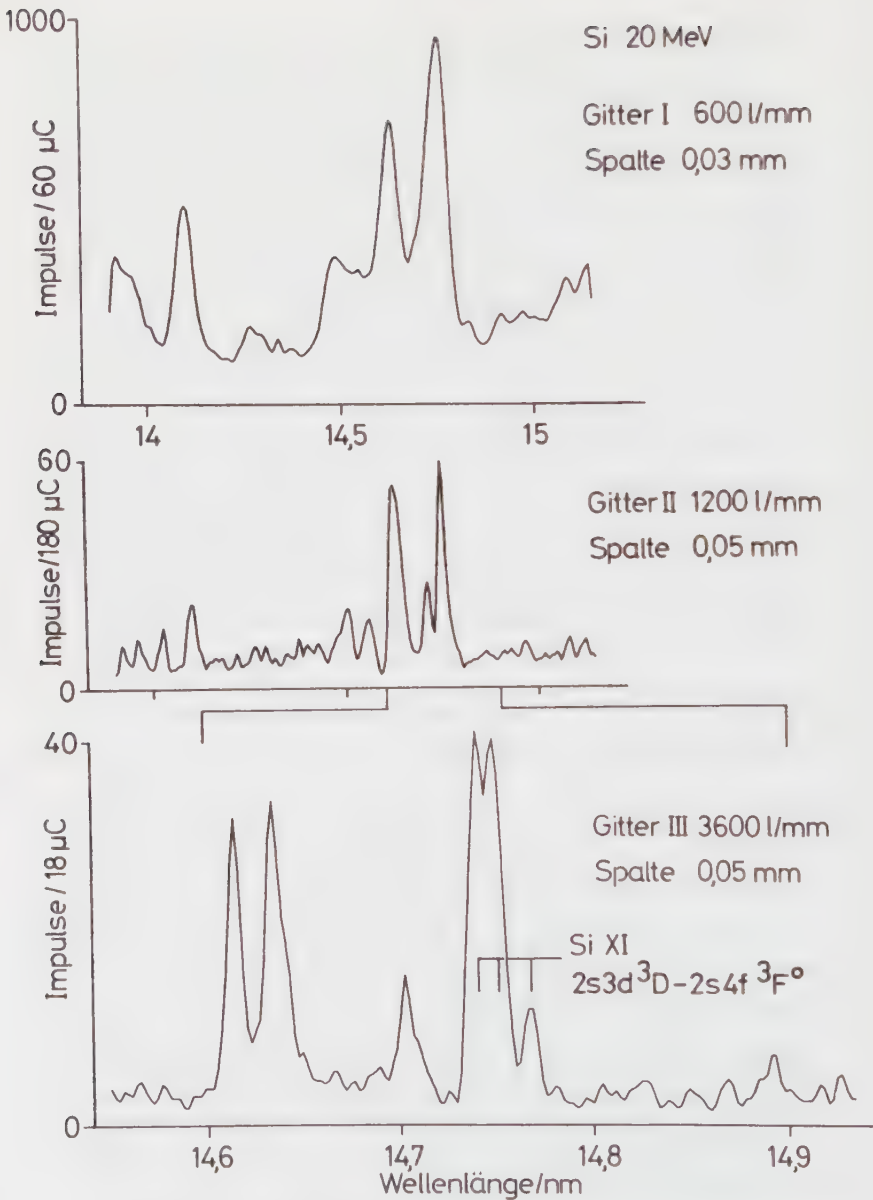
keit ist jedoch deutlich größer. Während Griffin et al. vier signifikante Stellen angeben - nicht immer in Übereinstimmung mit den Lagen aus anderen Lichtquellen gut bekannter und vermessener Linien - werden in der vorliegenden Arbeit durch die höher aufgelösten Spektren die zunächst nur auf Messungen mit Gitter I gestützten fünfstelligen Angaben (TräH 76) weitgehend bestätigt. In der Tabelle ist die jeweilige Genauigkeit der Wellenlängenbestimmung vermerkt. Sie hängt davon ab, mit welchem Gitter die Messung durchgeführt wurde, mit welcher statistischen Zuverlässigkeit, wie oft und ob mit verschiedenen Gittern gemessen wurde, ob Überlagerungen mit anderen Linien vorliegen und wie weit Kalibrierungslinien entfernt liegen und, nicht zuletzt, wie gut diese im jeweiligen Spektrum bestimmbar sind. Dazu zwei Beispiele :

Im Bereich $20\text{nm} < \lambda < 34\text{nm}$ liegen mehrere Messungen mit Gitter I und eine mit Gitter II (niedrigere Zählraten, besseres Linien/Untergrund-Verhältnis, bessere Auflösung) vor (Fig. 10). Wegen der geringen Linienbreiten in der letzteren Messung sind zwar einerseits Linien, die zuvor nicht aufgelöst wurden, voneinander getrennt (z.B. $\lambda = 22,70\text{nm}/22,73\text{nm}; 27,815\text{nm}/27,861\text{nm}$), aber die nur 4 Kanäle je Halbwertbreite reichen nicht aus, um ohne eine rechnerische Anpassung eines Linienprofils die Linienschwerpunkte der Komponenten genau (d.h. $\pm 0,002\text{nm}$) festzulegen; nur 4 Kanäle reichen aber auch für ein Rechenverfahren nicht aus. In solchen Fällen kann nur überprüft werden, ob die beobachtete Aufspaltung der Doppellinien den bekannten Daten nicht widerspricht.

Das zweite Beispiel betrifft den Wellenlängenbereich $\lambda < 20\text{nm}$. In diesem Bereich stützen sich die Kalibrierungen entweder auf Sauerstofflinien oder auf eine Extrapolation von Kalibrierungen aus dem Bereich $\lambda > 20\text{nm}$. Sollen Kalibrierungsfehler, die durch Neueinstellung des Monochromators entstehen können, vermieden werden, kommt nur die Kalibrierung innerhalb eines Spektrums infrage. Das bedeutet für Siliziumspektren, daß ein Bereich von den aus Laser-erzeugten Plasmen bekannten Linien bei 13 bzw. 14,7nm bis zu $\lambda = 22,5033\text{nm}$ durchfahren werden muß.

Mit Gitter I ist das zwar möglich, die Genauigkeit der Kalibrierung am Ort der genannten Linien ist bei einem Abstand von über 1000 Kanälen zur Kalibrierungslinie allenfalls mit ± 1 Kanal, entsprechend $\pm 0,01\text{nm}$, zu veranschlagen. In dieser Genauigkeit sind die gemessenen Wellenlängen mit den von Tondello (Ton 69) bzw. Fawcett (Faw 71) angegebenen Werten verträglich, letztere wurden deshalb für die ersten Auswertungen als zutreffend angenommen.

Gitter III reicht nicht über $\lambda = 20\text{nm}$ hinaus, die höher aufgelösten Spektren müssen also mit Linien anderer Ionen als Silizium kalibriert werden. Wegen der hohen Auflösung läßt sich diese Kalibrierung mittels Sauerstoffionen sehr genau durchführen. Trotz Wechsels des Ionenstrahls (also Fokussierungsänderung, eventuelle leichte Richtungsänderung und daher kleine mögliche Dopplerverschiebung) und der Monochromatoreinstellung ergibt sich, daß die Wellenlänge der Si XI 3d-4f - Übergänge, die von Fawcett mit $(14,760 \pm 0,004)\text{nm}$ angegeben wird, um mehr als den angegebenen Fehler neben dem hier gefundenen Wert liegt, nämlich bei 14,750nm.



Figur 13 : Vergleich des Auflösungsvermögens der drei Gitter im Bereich der Si XI-Linie $\lambda = 14,750 \text{ nm}$.

Die Auflösung der Feinstruktur der Linie gibt die Aufspaltung des Si XI $2s3d\ ^3D$ -Niveaus richtig wieder, so daß die Zuordnung der Linie bestätigt wird (s. Kap. IV.7). Die relativen Anteile der Komponenten führen zu einem Gesamt-Linienschwerpunkt bei $\lambda = (14,7500 \pm 0,001) \text{ nm}$. Die Wichtung der Komponenten kann natürlich durch Lebensdauereffekte und Nachfüllung der Subniveaus durch Kaskaden anders als im Laser-Plasma sein. Das ist ein prinzipielles Problem der Ionenstrahl-Lichtquelle.

Der korrigierte Wert ist sowohl mit der Angabe von Griffin et al $(14,74 \pm 0,01) \text{ nm}$ verträglich als auch mit den später erfolgten Untersuchungen mittels Gitter II unter Extrapolation der Kalibrierungskurve. Verschiedene Messungen im Bereich dieser Liniengruppe zeigt Figur 13.

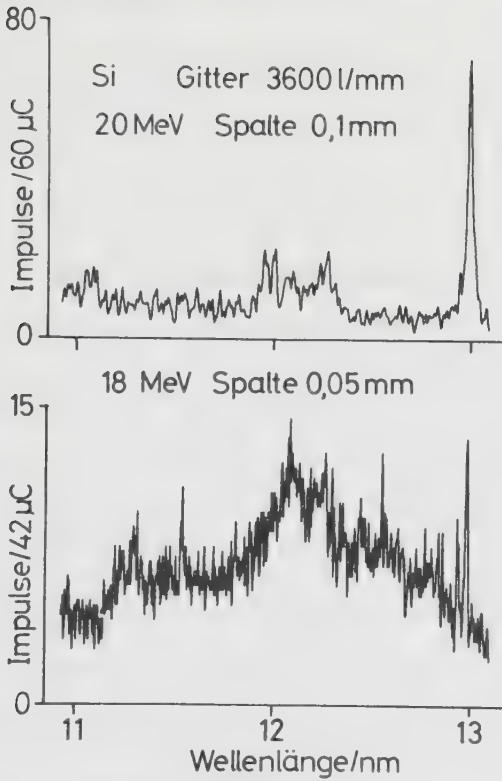
Die Wellenlänge der anderen möglichen Bezugslinie im Bereich unterhalb $\lambda = 20 \text{ nm}$, der des $3d-4f$ - Übergangs im Si XII - Termsystem, $\lambda = 12,9964 \text{ nm}$, wird bestätigt. Allerdings fällt eine schwache, dem Si XI - Ion zugeordnete Linie fast mit der Si XII - Linie zusammen und beeinflusst damit in niedrig aufgelösten Spektren den Linienschwerpunkt.

Der in dieser Arbeit aufgezeichnete Spektralbereich schließt an den der Vakuumfunken-Arbeiten (HooF 70, FeIc 70, HooG 71) über Si X-XII an. Dort werden die Grundzustandsübergänge ($\Delta n > 0$) im Bereich $3 \text{ nm} \leq \lambda \leq 7 \text{ nm}$ analysiert. Zusätzlich zu den genannten Ionen tragen aber auch die Ionen Si VIII und IX zum Spektrum bei. Daher ergeben sich sehr viele, schwache, dicht liegende Linien 2. Beugungsordnung im Bereich $7 \text{ nm} < \lambda < 12 \text{ nm}$ (s. Fig. 3), deren Auswertung noch höhere Auflösung

erfordert und natürlich sehr viel mehr Meßzeit. Keine unbekannte Linie hebt sich aus dem nahezu kontinuierlichen Untergrund ab, die Tabelle A beginnt deshalb erst bei $\lambda = 8,2 \text{ nm}$ und läßt Linien aus, die weniger als um einen Faktor 2 den Untergrund überragen.

Die obere Grenze des untersuchten Bereichs bei $\lambda = 61 \text{ nm}$ schließt den langwelligsten $n=2, \Delta n=0$ Übergang (Si XI) der im 20 MeV - Ionenstrahl auftretenden Ionen gerade ein. Ein zwischenzeitig aufgenommenes weiterreichendes Spektrum (noch nicht ausgewertet) zeigt auch jenseits 61 nm noch viele Linien, die eindeutig keine Linien 2. Beugungsordnung darstellen. Stattdessen ist anzunehmen, daß sie zu der Vielzahl von $n = 3, 4 - n=4, 5, 6$ Übergängen der Ionen Si VII - X gehören. Die Niveaulagen dieser Ionen sind so stark durch Konfigurationswechselwirkungen beeinflusst, daß eine konventionelle Termanalyse ohne weitreichende Rechenprogramme undurchführbar ist. Ab-initio - Rechnungen führen schon für die $n=2$ - Niveaus von Si X zu Fehlern in der Größenordnung von Prozent der Termwerte. Für höher liegende Niveaus sind die Fehler größer und berechnete Termdifferenzen können von den experimentell ermittelten durchaus um 50 - 100% abweichen (u.a. Rud 77).

Um im Falle solcher Linien überhaupt zu einer Klärung zu gelangen, sind Spektren bei verschiedenen Ionenenergien aufzunehmen. Die mit Pfeilen markierten Linien in Figur 7c zeigen beispielhaft, wie sich einige Linien bei Änderung der Ladungsverteilung anders als die Nachbarn im Spektrum verhalten und damit Hinweise auf die beteiligten Ladungszustände geben.



Figur 14 : Im 18 MeV-Spektrum tritt eine bandartige schwache Struktur auf, deren Ursache noch nicht geklärt ist.

Dabei muß es sich durchaus nicht nur um einzelne Linien handeln. Ein mit 18 MeV Einschüßenergie aufgenommenes Spektrum (Figur 14) zeigt das Auftreten einer bandartigen Struktur bei $\lambda = 12 \text{ nm}$. Das Spektrum ist sehr intensitätsschwach und die Folie war zum Zeitpunkt der Messung ausgebeult und nach längerer Bestrahlung schon mikroskopisch beschädigt.

Die bandartige Struktur könnte zum einen eine Gruppe der nicht vermessenen Grundzustandsübergänge des Si VIII oder Si IX in 2. Beugungsordnung sein, aber die Verwendung des holographischen Gitters sorgt für eine weitgehende Unterdrückung derartiger Linien. Zum anderen kommen Festkörpereffekte infrage, denn energetisch nur wenig niedriger liegt die L-Strahlung von Silizium und seinen Verbindungen (u.a. mit dem Monochromator untersucht (HeCH 77)). Es könnte sich um ein Zwischenstadium zwischen der Strahlung gebundener Atome mit Löchern in der L-Schale und der hochionisierter freier Atome handeln, nämlich eine schnelle Auffüllung der L-Schale der Projektile (nachdem sie im Festkörper weitgehend entleert war) nahe der Folienrückseite, wobei die vielen möglichen Übergänge zu einem Band verschmelzen. Eine stichhaltige Klärung setzt weitere Messungen voraus.

Soweit eine Klärung der vielen im Siliziumspektrum nach Folienanregung auftretenden Linien möglich war, sind die Zuordnungen in der Tabelle A genannt. In etlichen Fällen reicht das verfügbare Vergleichsmaterial nicht aus. Die meisten neu zugeordneten Linien gehören zum Termsystem des Si XI, ihnen ist ein eigener Abschnitt gewidmet (s.u.).

IV.7 Schwerpunkte der Auswertung

IV.7.1 Verunreinigungen

In den meisten Lichtquellen treten außer den Linien des zu untersuchenden Stoffes solche auf, die von Verunreinigungen herrühren. Bei Auftreten bislang nicht bekannter oder noch nicht zugeordneter Linien, wie in den hier aufgenommenen Spektren, ist zunächst zu prüfen, ob die neuen Linien dem Silizium oder anderen Elementen zuzuordnen sind.

So waren z.B. im Wellenlängenbereich $12\text{nm} < \lambda < 20\text{nm}$ zu Beginn dieser Arbeit und vor Erscheinen der Veröffentlichung von Griffin et al. (GrIP 76) nur sehr wenige Linien des Silizium, aber viele hundert Linien anderer Elemente bekannt (Tafeln von Kelly und Palumbo (KelP 73)). Etliche dieser Linien der Elemente C bis Se in den verschiedenen Ionisationsstufen könnten im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den hier auftretenden Linien identifiziert werden. Es sind je Ion jeweils nur wenige und zumeist nicht die im Termssystem niedrigsten Übergänge, die am stärksten auftreten sollten. Daraus wird geschlossen, daß sämtliche Übereinstimmungen mit Linien anderer Elemente als Silizium zufällig sind und nicht auf Verunreinigungen des Ionenstrahls oder der Folie mit diesen Stoffen hinweisen. Das bestätigt die Erfahrungen aus anderen Untersuchungen am folienangeregten Ionenstrahl.

Eine Ausnahme bildet Kohlenstoff, das Folienmaterial. Seine Linien treten in anderen Ionenstrahlexperimenten bei niedriger Ionenenergie in Erscheinung (S. Bashkin, priv.

Mitteilung). Diese Möglichkeit soll deshalb ausführlicher diskutiert werden. Tabelle 3 enthält dazu eine Auswahl von C-Linien im untersuchten Spektralbereich, die Übergängen zwischen niedrig liegenden Zuständen entsprechen, denn solche Übergänge sind stärker als die von hoch liegenden Zuständen ausgehenden. Nur solche Linien sind aufgenommen, bei denen in der Nähe der Linie oder einer Komponente des Multipletts eine Linie des Si-Spektrums liegt. Die Tabelle zeigt, daß in einigen Fällen etwa auftretende C-Linien mit bekannten Si-Linien zusammenfallen könnten. Während aber dem 2p-4d Übergang des Kohlenstoffs evtl. eine Linie des Spektrums zugeordnet werden könnte, fehlt eine entsprechende Linie für den C-Übergang 2p-3d. Aus diesem und weiteren Beispielen wird geschlossen, daß Kohlenstoff als Ursache der unbekannten Linien im Spektrum des folienangeregten Ionenstrahls bei 20 MeV ausscheidet.

Tabelle 3 : Gegenüberstellung von Kohlenstoff-Linien (KelP 73) und von Linien des Silizium-Spektrums nach Folienanregung

b Blending (Überlagerung) möglich ; - keine korrespondierende Linie im Bereich des doppelten Fehlers nach Tab.A

Kohlenstoff			Si-Spektrum	
C-Ion	Übergang	Wellenlänge/nm	Wellenlänge/nm	Si-Ion
IV	2p - 5d	25,9471	25,93	?
		25,9542 b	25,975	IX
IV	2p - 5s	26,2550	26,210/26,296	?
			26,321/26,474	?
		26,2624	26,606	?
V	2p - 3d	26,7267	-	
		-	26,81	?

IV	2p - 4d	{ 28,9143 28,9230 - -	b b	28,9186	X
				29,378	?
				29,493	?
IV	2p - 4s	{ 29,6857 29,6951	b b	29,677	IX ?
III	2s2p-2p4p	{ 30,1206 30,1243 30,1279 30,3432 30,3468 -	b	30,102 30,331 30,474	? XI ?
IV	2p - 3d	30,7806	b	30,765	VIII
			b	30,826	VIII
IV	2s - 3p	{ 31,2422 31,2453		-	
III	2s2p-2p3p	{ 36,0557 36,3860		36,03 -	? -
III	2s2p-2s4d	{ 37,169 -37,178	b	37,148	XI
IV	2p - 3d	{ 38,4032 38,4178		- 38,432	? ?
III	2p ² -2p4d	{ 39,842 39,9612 -39,9688 41,1697		39,865 - - -	? - - -
III	2s2p-2p3p	41,19577		-	
		-		41,33-41,37	
		-		41,515/41,585	
III	2p ² -2p4d	41,6769		-	
		-		41,85	
IV	2p - 3s	{ 41,9525 41,9714		- -	
III	2s2p-2s3d	{ 45,9462 -45,9633		- -	
III	2s2p-2p3p	46,00487		46,07	?
III	2p ² -2p3d	49,3344 -49,958		49,325/49,43 49,54/49,822	? ?
			b	49,936	XII
VI	4 - 9	50,465		50,51	

IV.7.2 Vergleich mit dem Spektrum der Sonnenkorona

Alle Übergänge zwischen den Grundzuständen und den einfach angeregten Zuständen in der $n=2$ - Schale der hochionisierten Siliziumatome werden in der Sonnenkorona beobachtet (u.a. Zir 64, BehC 72, BehC 76). Doppelt angeregte Zustände werden vergleichsweise wenig angeregt, die entsprechenden Linien sind daher meist so schwach, daß sie sich vom Untergrund der Spektren nicht abheben. So ist zu verstehen, daß in einer Auswertung des Koronaspektrums die mögliche Identifizierung der Linie $\lambda=34,762\text{nm}$ als $\text{Si X } 2s2p^2 \text{ } ^2\text{D}-2p^3 \text{ } ^2\text{D}^0$ -Übergang übersehen wurde (BehC 76).

Im EUV-Abschnitt des Koronaspektrums sind etliche Linien noch nicht bestimmten Ionen oder gar bestimmten Übergängen zuzuordnen. Es liegt daher nahe, die neuen Daten über Silizium zu sichten, ob sich daraus Beiträge zur Klärung ergeben. Vor allem im Wellenlängenbereich $\lambda < 20\text{nm}$ geben die Messungen mit Gitter I zur Vermutung Anlaß, einige nicht klassifizierte oder ohne weitere Angaben dem komplizierten Spektrum des Eisens zugewiesene Linien könnten, zumindest als Überlagerung mehrerer Beiträge, vom Silizium stammen.

Durch die hochauflösenden Messungen mit Gitter III sind jedoch die meisten dieser Fälle zuungunsten des Si geklärt, es handelt sich im Rahmen der Meßgenauigkeit und unter Abwägung der relativen Linienintensitäten nicht um Silizium-Linien. Die infrage kommenden Linien sind in Tabelle 4 aufgeführt. Figur 15 zeigt einen der Abschnitte des Silizium-Spektrums, der einem erst lückenhaft analysierten Bereich des Koronaspektrums entspricht.

Tabelle 4 : Gegenüberstellung ausgewählter Linien des
Sonnenkoronaspektrums (BehC 72, BehC 76) mit Linien des
Siliziumspektrums nach Folienanregung.

Sonnenkorona		Silizium-Ionenstrahl	
Wellenlänge/nm	Ion	Wellenlänge/nm	Ion
12,77	?	12,776	?
12,987	O VI Blending	12,996	Si XII
14,103	Ca XII	14,102	Si XI
14,275	?	14,265	Si XI
14,421	Ni X	14,426	Si XI
14,499	Ni X	14,496	Si XI
14,566	?	14,565	?
14,573	?	14,577	?
14,608	?	14,615	Si XI
14,694	?	14,688/14,710	Si XI
14,765	?	14,750	Si XI
16,551	?	16,564	?
16,9678	?	16,972	Si X ?
16,993	?	16,982	Si X ?
17,06	Ar	17,061	Si X
17,4531/17,5263	Fe Blending	17,498	Si X
17,669	Ni	17,659	Si X
18,0595	Fe	18,059	Si IX ?
18,684	S	18,684	?
20,154	?	20,150	?
20,317	?	20,32	?
20,793	?	20,800	?
20,9756	?	20,975	?
21,3029	?	21,295	?
26,2984	Fe	26,296	?
30,4853	?	30,474	?
34,762	?	34,77	Si X

Si 18 MeV
 Gitter 3600 l/mm
 Spalte 0,05 mm



Figur 15 : Trotz der hohen Auflösung sind in diesem Spektrum noch nicht
 alle Linien voneinander getrennt.

Figur 15

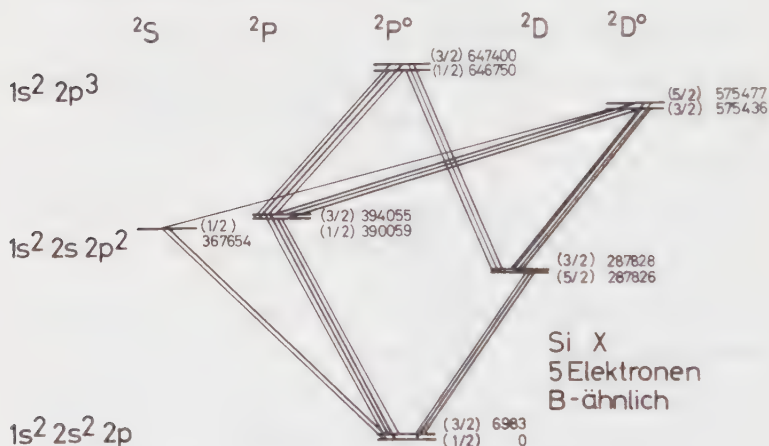
IV.7.3 Überprüfung der Termwerte in der Si X n=2-Schale

Die Lebensdauern der Zustände in der n=2-Schale des Bor-ähnlichen Si X - Ions stehen im Mittelpunkt der Lebensdauermessungen im Rahmen dieser Arbeit (Kap. V). Deshalb werden die Linienzuordnungen für Si X (KelP 73, Faw 70, FawG 71, Faw 75) überprüft, indem aus den angegebenen Wellenlängen das Termsystem konstruiert wird (Fig. 16). Die Daten von Kelly und Palumbo sind vollständiger als die in den früheren Arbeiten von Fawcett angeführten und werden daher zugrundegelegt. Sie beruhen allerdings auf einer willkürlichen Auswahl aus verschiedenen Quellen.

So ergeben sich widersprüchliche Termwerte für die doppelt angeregten Zustände, je nachdem, welcher Zerfallsweg zum Grundzustand (jeweils 2 Übergänge wegen gleicher Parität) für die Rechnung benutzt wird. Die Diskrepanzen lassen sich durch Austausch einiger Linienzuordnungen und Korrektur von Wellenlängenangaben beseitigen.

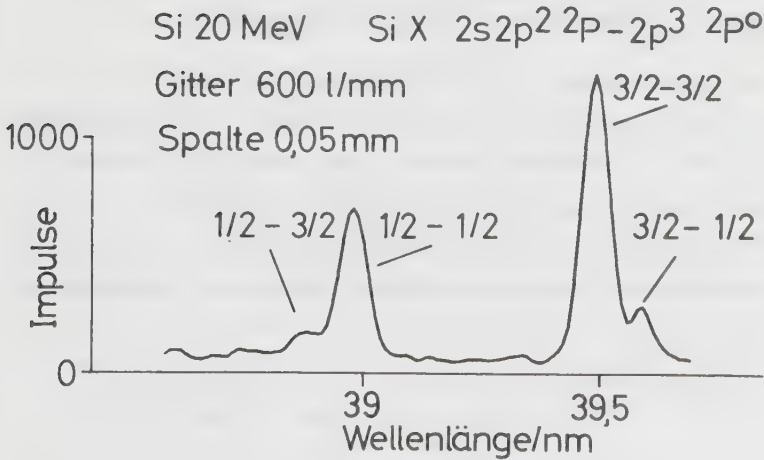
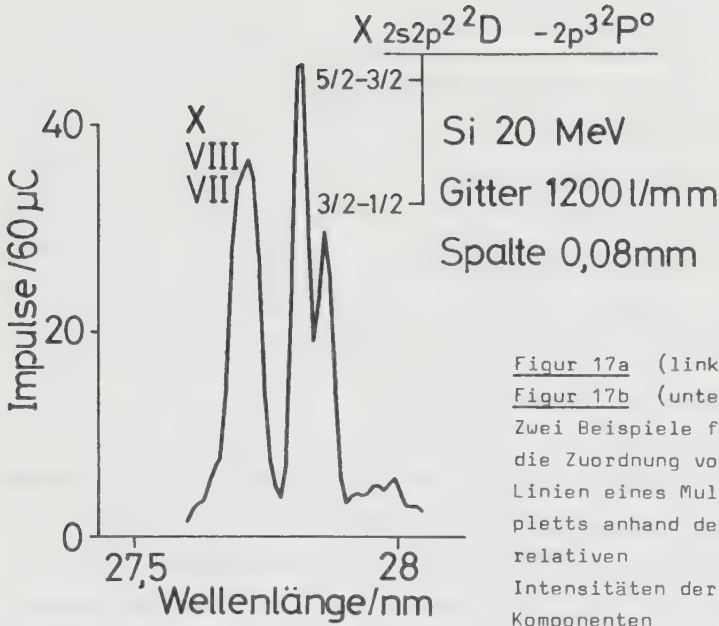
Z.B. wird in (KelP 73) dem Übergang $2s^2 2p \ 2p_{3/2}^0 - 2s 2p^2 \ 2p_{1/2}$ - falsch zitiert - nach Zirin (Zir 64) die Wellenlänge $\lambda = 26,127 \text{ nm}$ zugeschrieben, zutreffend ist $26,104 \text{ nm}$ (Übereinstimmend mit (FawG 71)). Die Uneindeutigkeit der Termwerte für die $2p^3 \ 2p^0$ -Zustände verschwindet, wenn außerdem die Zuordnung der Linien $\lambda = 27,815 \text{ nm} / 27,861 \text{ nm}$ ($2s 2p^2 \ 2D_{3/2, 5/2} - 2p^3 \ 2p_{1/2, 3/2}^0$ bei KelP 73) vertauscht wird (wiederum in Übereinstimmung mit FawG 71). Diese Änderung wird vom Intensitätsverhältnis der Linien untermauert, das dem statistischen Gewicht der Ausgangszustände 1:2 entspricht (Fig. 17a).

Ebenso eindeutig ist die Zuordnung der Linien $2s2p^2 \ ^2P_{1/1,3/2} - 2p^3 \ ^2P^o_{1/2,3/2}$ (auch bei Kelly richtig) aus den Intensitätsverhältnissen der 4 Komponenten im Spektrum (Figur 17b) zu bestätigen.



Figur 16 : Termschema des Si X $n=2$ Dublett-Systems und beobachtete Übergänge. An den Niveaus ist jeweils neben dem Gesamtdrehimpuls J der Termwert vermerkt. Die Angabe erfolgt in 10^{-7} nm^{-1} .

Die Lage der $2p^3 \ ^2D^o$ -Zustände ist schwieriger zu ermitteln. Die Zustände liegen dicht beieinander, wie sich aus den Wellenlängenangaben in Kelp73 ergibt. Der erwartungsgemäß starke Übergang $2s2p^2 \ ^2D_{3/2,5/2} - 2p^3 \ ^2D^o_{3/2,5/2}$ (die beiden unteren Niveaus sind fast entartet) fällt fast mit dem Grundzustandsübergang des unteren Zustands zusammen :



$\lambda = 34,771 \text{ nm}$ gegenüber $34,743 \text{ nm}$. Die anderen Zerfallswege sind wegen der geringeren Energiedifferenz zwischen den beteiligten Zuständen weit schwächer. Kelly nennt die Wellenlängen $\lambda = 53,944 \text{ nm}$ und $\lambda = 55,120 \text{ nm}$ für die beiden Übergänge $2s2p^2 \ ^2P_{1/2,3/2} - 2p^3 \ ^2D^o_{3/2,5/2}$. Die Wellenlängendifferenz beruht überwiegend auf der Aufspaltung der 2P - Niveaus, die der $^2D^o$ - Niveaus läßt sich nur schwer daraus ermitteln. Auch die Auffindung einer zuvor nicht beachteten Linie $2s2p^2 \ ^2S_{1/2} - 2p^3 \ ^2D^o_{3/2}$ mit $\lambda = 48,123 \text{ nm}$ reicht noch nicht zur Klärung der relativen Termnagen der $^2D^o$ - Niveaus aus. Die Linie bei $\lambda = 55,120 \text{ nm}$ weist jedoch eine niederenergetische Komponente auf, die dann dem Übergang $2s2p^2 \ ^2P_{3/2} - 2p^3 \ ^2D^o_{3/2}$ zuzuschreiben ist und damit den $^2D^o_{3/2}$ - Zustand als den niedrigeren der beiden $^2D^o$ - Zustände annehmen läßt. Diese Aussage entspricht dem Ergebnis theoretischer Berechnungen (DanT 76).

Die Termwerte des Si X $n=2$ Dublettsystems sind damit konsistent ermittelt (Fig.16). Die im Rahmen dieser Betrachtung gefundenen revidierten Wellenlängen stimmen mit den später von Fawcett (Faw 75) veröffentlichten und teilweise nur berechneten überein. Alle erlaubten Übergänge werden im Spektrum der folienangeregten Silizium-Ionen identifiziert.

IV.7.4 Ergänzung des Si XI $n=3 - n'=4$ Übergangsschemas

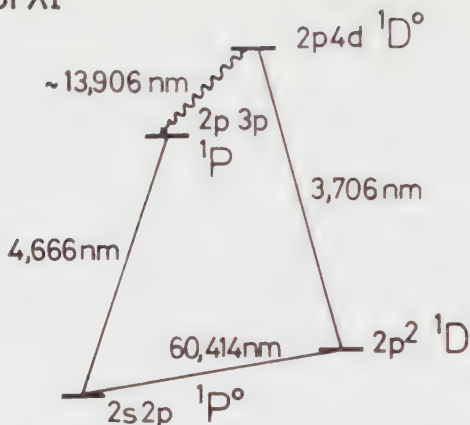
Durch die Messung der entsprechenden Grundzustandsübergänge (HooF 70, FelC 70, HooG 71) sind die Termwerte vieler Niveaus mit $n \geq 2$ der 3, 4 und 5-Elektronen-Systeme von Mg, Al und Si bekannt. Die von den genannten Autoren untersuchten Übergänge liegen in der Regel im Wellenlängenbereich $3\text{nm} < \lambda < 7\text{nm}$. Übergänge zwischen angeregten Zuständen dieser Systeme fallen beim Silizium in folgende Bereiche:

Bereiche:	Ion	n	n'
8nm- 9nm	XII	3	5
9nm- 11nm	XI	3	5
12nm- 13nm	XII	3	4
13nm- 17nm	XI	3	4
14nm- 24nm	X	3	4

Es zeigt sich, daß die Messungen von Hoory et al. bei weitem nicht alle auftretenden Niveaus erfassen (können), weil nicht alle Zustände durch Dipolübergänge zu den niedrig liegenden Zuständen zerfallen können. Aber selbst wenn beispielsweise aus präzisen Messungen der Grundzustandsübergänge (und der Quasi-Grundzustandsübergänge, d.h. der Übergänge in die Zustände der $n=2$ -Schale) die Termwerte der $n=3$ - und der $n=4$ -Zustände abgeleitet werden, so ist die Termdifferenz zwischen letzteren, die die Wellenlänge eines $n=3-n'=4$ -Übergangs vorhersagt, ungenauer als die Eingangsdaten (siehe Figur 18 zur Erläuterung).

Das Termsystem des Si XII ist, mit nur einem Elektron außerhalb einer geschlossenen Schale, gut berechenbar.

Si XI



Figur 18 :

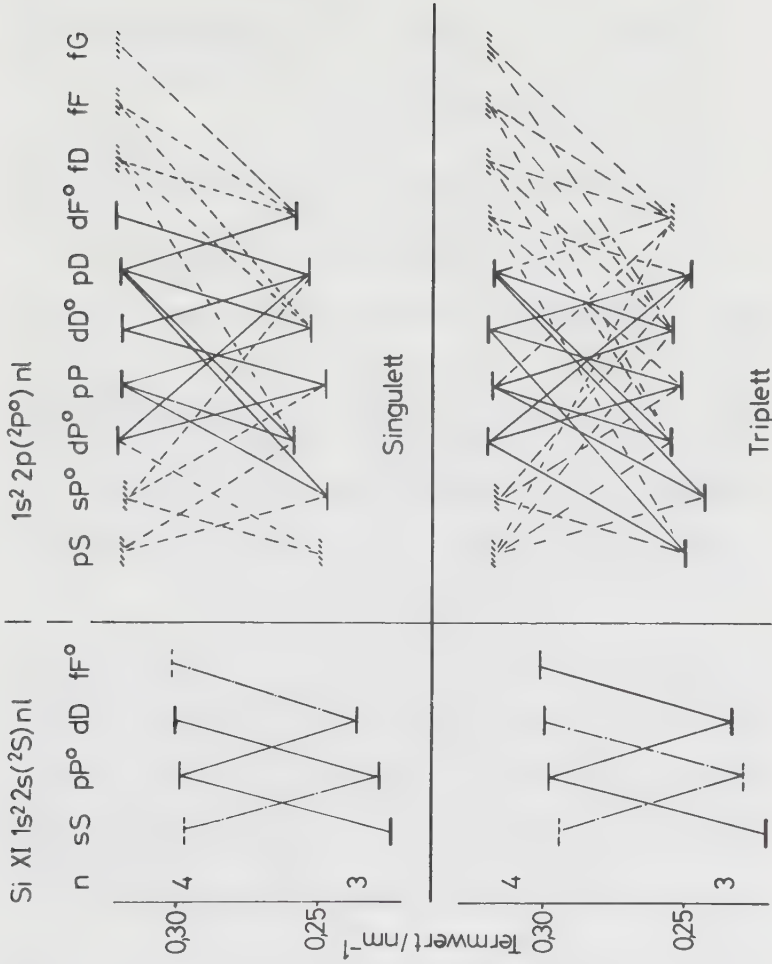
Die Wellenlänge des Übergangs $2p3p - 2p4d$ läßt sich aus den gemessenen Wellenlängen der drei anderen Übergänge vorhersagen. Die Vorhersage ist ungenauer als jeder der drei Werte, weil sie der Differenz zweier (fehlerbehafteter) Termwerte entspricht. Wenn die gesuchte Linie im Spektrum identifiziert werden kann, ergibt sich daraus eine Kontrolle der drei anderen beteiligten Messungen im kurzwelligen ($\lambda = 3,7\text{nm}/4,6\text{nm}$) bzw. langwelligen ($\lambda = 60,4\text{nm}$) EUV.

Figur 19 :

Schema der Übergänge des Si XI zwischen den Zuständen der Schalen mit $n=3$ und $n'=4$.

Die Termwerte der Zustände sind zum Teil aus Grundzustandsübergängen bekannt (—), teils sind sie aus den Zuordnungen in Tabelle A zu errechnen (— —), teils ist die genaue Lage ungewiß (////).

Das spiegelt sich in der Zuordnung der Linien wieder: einige Übergänge sind aus bekannten Daten zu berechnen (—), andere werden in dieser Arbeit zugeordnet (— · — · —), bei den übrigen ist die genaue Zuordnung ungewiß (---).



Figur 19

Das zeigt sich u.a. darin, daß die Wellenlänge des $3d - 4f$ - Übergangs (Ton 69) mit 12,994 nm fast mit der für ein Wasserstoff-ähnliches Ion mit Kernladungszahl 12 ($\lambda = 13,004$ nm) übereinstimmt. Eine nähere Betrachtung ist daher an dieser Stelle unnötig.

Das Termsystem des Si X dagegen ist für $n \geq 2$ so kompliziert, daß eine Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit ausscheidet. Das jeweilige Leuchtelektron kann an 6 verschiedene Rumpfe aus den beiden verbleibenden Elektronen in der $n=2$ -Schale ankoppeln!

Das Beryllium-ähnliche Si XI mit zwei Elektronen außerhalb einer geschlossenen Schale liegt im Schwierigkeitsgrad dazwischen. Die beiden Elektronen können zu Singulett - und Triplett-Zuständen koppeln, dabei kann das $n=2$ - Elektron ein 2s oder ein 2p-Orbital einnehmen.

Von nahezu allen Niveaumultipletts der $n=3,4$ Schalen, die überhaupt durch Grundzustandsübergänge zu ermitteln sind, sind einzelne Niveaus, wenn auch nicht immer übereinstimmend, durch Messungen bekannt (s. Figur 19). Die zwischen diesen Niveaus möglichen Übergänge - schwache Konkurrenten gegenüber den Grundzustandsübergängen - lassen sich voraussagen und im gemessenen Spektrum (Tabelle A) auffinden oder zumindest nicht widerlegen.

Insgesamt sind jedoch zwischen den Zuständen mit $n=3$ bzw. 4 je etwa 30 Übergänge im Singulett- und Übergangsmultipletts im Triplett-System erlaubt. Es mangelt jedoch in vielen Fällen an Termwerten der beteiligten Zustände. Bei

den benachbarten Ionen sind die Datenlücken ebenso groß; systematischen Analysen, wie von Edlén (Edl 64) ausgearbeitet, fehlt somit die Grundlage.

Die teilweise bekannten, teilweise einigermaßen gut berechenbaren Feinstrukturaufspaltungen (Kas 71) nehmen mit n^{-3} ab (und mit $1/J(J+1)$). Die Linienaufspaltungen sind daher überwiegend durch die Aufspaltung des unteren Zustands bestimmt. Es zeigt sich, daß einige dieser Aufspaltungen größer als der mittlere Linienabstand sind (alle Linien liegen im Intervall 13nm-17nm), die Linienmultipletts sich also teilweise überlappen. Damit scheidet eine Linienzuordnung aufgrund der verhältnismäßig genau vorhersagbaren Multiplettaufspaltungen derzeit aus. Erst wenn bestimmte Linien identifiziert sind, hilft die bekannte Aufspaltung bei der Auffindung der übrigen Komponenten.

Weiterhin wird eine Linienzuordnung dadurch erschwert, daß in dem infrage kommenden Spektralbereich auch - ebenfalls nicht bekannte - Linien der anderen Ionisationsstufen auftreten. Proberechnungen mit abgeschätzten Termwerten grenzen den Suchbereich ein, auf diese Weise sind die vorgeschlagenen Zuordnungen (Tab.A) ermittelt worden.

Dieses Verfahren scheitert an seiner Ungenauigkeit, wenn es z.B. um die Termwerte der 2p4f-Zustände geht und um die Übergänge aus diesen Zuständen in die 2p3d-Niveaus. Die

beiden Elektronen können im Singulett- und Triplett-System jeweils zu drei verschiedenen Gesamtdrehimpulsen (2,3,4 bzw. 1,2,3) koppeln, die zugehörigen Zustände haben verschieden Energien. Die Schätzgenauigkeit liegt in der Größenordnung der Energieunterschiede. Weil aus den 4f-Zuständen keine Grundzustandsübergänge möglich sind, sind die 3d-4f-Übergänge die stärksten im betrachteten Spektralbereich. Ohne noch besser auflösende Messungen und umfangreiche Berechnungen der Termenergien und der daraus folgenden Linienlagen ist einstweilen keine Zuordnung der Linien zu Zuständen bestimmten Gesamtdrehimpulses möglich.

Probeweise werden Abklingkurven einiger Linienkomplexe gemessen (Tabelle 5). Die Schwierigkeit der Linienidentifizierung ist damit nicht zu beheben, weil einige mögliche Kaskaden aus Zuständen mit $n > 4$ die Messung von Lebensdauern der $n=4$ -Zustände beeinträchtigen (Beispiel : $\tau(4s) \approx \tau(5g) \approx 16\text{ps}$). Selbst diese quantitative Aussage ist nicht gesichert, denn genaue Berechnungen der Lebensdauern der $n=4$ -Zustände liegen nicht vor. Es ist damit zu rechnen, daß diese in einigen Fällen von denen der Tabelle 5b (Coulomb-Näherung, also ohne Berücksichtigung der Kopplungseffekte) deutlich abweichen. Weiterhin stellen die Daten der Tabelle 5a (mit Gitter I aufgezeichnet) eine Mittelung über mehrere Spektrallinien dar, für selektive Messungen müßte Gitter III (mit seiner geringeren Lichtausbeute, also hohem Meßzeitbedarf) herangezogen werden.

Die Lebensdauer der 4f-Zustände sollte aus der Coulomb-Näherung am ehesten genügend genau zu erhalten sein. Die Lebensdauerermessungen ergeben tatsächlich an den Stellen des Spektrums, an denen 3d-4f-Übergänge angenommen werden, den Wert 4-5ps und bestätigen so die Zuordnung. Der gefundene Lebensdauerwert liegt an der Grenze des Meßbaren, seine Aussage sollte daher nicht überbewertet werden.

Tabelle 5 : Lebensdauerermessungen zur Zuordnungsüberprüfung von $n=3 - n'=4$ -Übergängen des Si XI

a) Wellenlänge/nm	Lebensdauerkomponenten/ps	oberes Niveau des Leuchtelektrons	Kaskaden
14,1	$1,3^{+2}_{-1}; 100 \pm 30$	4p $^1P^0; 4d$	
14,6	$4,8 \pm 2; 15 \pm 2; 47 \pm 10$	4s; 4f $^1D, ^1F, ^1G$	5g, 6h
14,75	$4,3 \pm 2; 20 \pm 5; 50 \pm 15$	4f $^3F^0$	5g, 6h
15,2	$6 \pm 2; 16 \pm 3; 34 \pm 10$	4s; 4f	5g, 6h
15,4	$8,2 \pm 2; 26 \pm 5$	4d	5f, 6g
15,8	15 ± 5 (unsicher)	4s; (4f)	(5g)

b) Theoretische Lebensdauern von Si XI-Zuständen in Coulomb-Näherung, Angabe in ps

n	Orbital	s	p(Sing.)	p(Trip.)	d	f	g	h
6		36	3	14	8	16	27	41
5		24	1,6	9	4,8	9,6	16	
4		16	0,8	5,2	2,4	4,8		
3		11	0,3	3	1			

V. Lebensdauermessungen

V.1 Vorbemerkungen

Experimentelle Lebensdauerdaten für hochionisierte Atome ermöglichen eine Überprüfung von theoretischen Konzepten und daraus gewonnenen Wellenfunktionen für die Elektronenhülle. Der praktische Nutzen der Untersuchung des Siliziums liegt darin, daß aus den Erkenntnissen Rückschlüsse auf die Prozesse in der Sonnenkorona gezogen werden können.

Die Anregungsverhältnisse für die im Mittelpunkt der Untersuchung stehenden $n=2$ -Zustände der hochionisierten Atome ist in der Korona und im Labor verschieden. Während die meisten Ionen in der Korona aus dem Grundzustand heraus angeregt werden, wird in der Ionenstrahllichtquelle nach dem Foliendurchgang die Elektronenhülle weitgehend neu gebildet. Dadurch ist mit stärkerer Besetzung doppelt angeregter Zustände zu rechnen, als dies in der Korona der Fall ist. Es ist zu erwarten, daß die Abklingkurven der Besetzung der niedrig liegenden einfach angeregten Zustände deutlich durch Kaskaden beeinflusst werden. Das Meß- und Auswerteverfahren muß dem Rechnung tragen.

V.2 Berechnungsmethoden

Die Atome eines Ensembles mögen in k Zuständen existieren, N_k seien die Besetzungszahlen dieser Zustände. Wenn nur spontane Übergänge von einem durch die Quantenzahl n charakterisierten Zustand in Zustände $i < n$ betrachtet werden, so ist die Abnahme der Besetzungszahl N_n proportional zu N_n und zur Summe aller möglichen Übergangswahrscheinlichkeiten A_{ni} .

$$\begin{aligned} \frac{d N_n}{d t} &= - N_n(t) \sum_{i=1}^{n-1} A_{ni} \\ &= - \alpha_n N_n(t) \end{aligned} \quad (9)$$

Integration führt zu

$$\begin{aligned} N_n(t) &= N_n(0) \exp(-\alpha_n \cdot t) \\ &= N_n(0) \exp(-t/\tau_n) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\alpha_n \text{ ist die Zerfallskonstante, } \tau_n = 1 / \sum_{i=1}^{n-1} A_{ni}$$

die Lebensdauer des Zustands n . Beobachtet wird die Rate $N'_{ni}(t)$ der Übergänge zu einem bestimmten Zustand i , also

$$\begin{aligned} N'_{ni}(t) &= A_{ni} N_n(t) \\ &= A_{ni} N_n(0) \exp(-t/\tau_n) \end{aligned} \quad (11)$$

Statt A_{ni} kann das Verzweigungsverhältnis

$$b_{ni} = A_{ni} / \sum_{i=1}^{n-1} A_{ni} = A_{ni} / \alpha_n \quad (12)$$

eingeführt werden in (11), das ist der Anteil eines beobachteten Übergangs an allen den Zustand n entvölkern- den Übergängen.

$$N_{ni}^i(t) = b_{ni} \cdot N_n(t) / \tau_n \quad (13)$$

Wird das Niveau n von Zuständen $m > n$ aus nachbevölkert, nachdem das Ion die Folie verlassen hat, so gilt für die zeitliche Änderung der Besetzungszahl N_n die Gleichung

$$\frac{d N_n}{dt} = -\alpha_n N_n + \sum_{i=n+1}^m A_{in} \cdot N_i \quad (14)$$

Die vielen denkbaren Kaskadenkombinationen sind im Prinzip berechenbar. (Cur 68, Mnemonische Diagramme). Es ergeben sich Gleichungen des Typs (Beispiel: Kaskaden $m \rightarrow n$ und $o \rightarrow m \rightarrow n$)

$$\begin{aligned} N_n(t) = & N_n(0) \exp(-\alpha_n t) \\ & + N_m(0) A_{mn} \left(\frac{\exp(-\alpha_m t)}{(\alpha_n - \alpha_m)} + \frac{\exp(-\alpha_n t)}{(\alpha_m - \alpha_n)} \right) \\ & + N_o(0) A_{om} A_{mn} \left(\frac{\exp(-\alpha_o t)}{(\alpha_m - \alpha_o)(\alpha_n - \alpha_o)} \right. \\ & \left. + \frac{\exp(-\alpha_m t)}{(\alpha_o - \alpha_m)(\alpha_n - \alpha_m)} + \frac{\exp(-\alpha_n t)}{(\alpha_o - \alpha_n)(\alpha_m - \alpha_n)} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

Die einzelnen Summanden lassen sich nach $\exp(-\alpha_i t)$ sortieren und zusammenfassen, aus den Vorfaktoren können dann sukzessiv die Anfangsbesetzungszahlen der jeweiligen Niveaus erschlossen werden:

$$\begin{aligned} N_n(t) = & (N_n(0) + \frac{N_m(0) A_{mn}}{(\alpha_m - \alpha_n)} + \frac{N_o(0) A_{om} A_{mn}}{(\alpha_o - \alpha_n)(\alpha_m - \alpha_n)}) \\ & \cdot \exp(-\alpha_n t) \\ & + \left(\frac{N_m(0) A_{mn}}{(\alpha_n - \alpha_m)} + \frac{N_o(0) A_{om} A_{mn}}{(\alpha_o - \alpha_m)(\alpha_n - \alpha_m)} \right) \exp(-\alpha_m t) \\ & + \frac{N_o(0) A_{om} A_{mn}}{(\alpha_o - \alpha_n)(\alpha_n - \alpha_o)} \exp(-\alpha_o t) \quad (16) \end{aligned}$$

Wenn andererseits die Wellenlängen zweier Übergänge (ohne Kaskaden) im Spektrum nicht getrennt werden, ist die beobachtete Zählrate die Summe der Übergangsraten:

$$N'_{\text{beob}} = \frac{d N_{ab}}{dt} + \frac{d N_{cd}}{dt} \quad (17)$$

In jedem Fall ergibt sich eine Summe von Exponentialfunktionen, die Rückschlüsse auf die Lebensdauern τ bzw. die Übergangswahrscheinlichkeiten A der beteiligten Zustände ermöglicht.

Für theoretische Betrachtungen und für Vergleiche längs isoelektronischer Reihen (z.B. SmiW 71) führt man statt der sehr stark von der Energiedifferenz des Übergangs, also auch von der Kernladungszahl Z , abhängenden Größe A die Oszillatorstärke f_{ik} ein. Sie ist (als Absorptionsozillatorstärke) ein Maß dafür, wieviel Energie im Vergleich zu einem klassischen Oszillator in der Zeiteinheit durch einen Übergang von i nach k in einem elektromagnetischen Strahlungsfeld absorbiert wird. Der Zusammenhang ist gegeben durch

$$f_{ik} = \frac{\epsilon_0 \cdot m_e \cdot c^3 \cdot h^2}{2\pi e^2 (E_k - E_i)^2} \frac{g_k}{g_i} A_{ki} \quad (18)$$

(m_e Elektronenmasse, $(E_k - E_i)$ Energiedifferenz der beteiligten Zustände, $g_k = 2 J_k + 1$ statistisches Gewicht des Zustands k). Als Zahlenwertgleichung ergibt sich

$$f_{ik} = 1,4992 \cdot 10^{-14} \left(\frac{\lambda}{\text{nm}} \right)^2 \frac{g_k}{g_i} \left(\frac{A_{ki}}{\text{s}^{-1}} \right) \quad (19)$$

Im Falle des Wasserstoffatoms und ähnlicher Systeme gelingt die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten gut (Coulomb-Näherung nach BatD 49). Die Termwerte sind sehr genau bekannt (GarM 65, Eri 77); die Übergangswahrscheinlichkeiten folgen dann aus der Kenntnis der Radialintegrale (des Überlapps der Wellenfunktionen) $R_{n'l}^{n'l'}$ (HerH 61) :

$$A_{ki} = \frac{\pi \alpha^3 c}{3 R_o^2 Z^2} \frac{l_k + l_i + 1}{2 l_i + 1} \frac{(R_{n_k l_k}^{n_i l_i})^2}{\lambda^3} \quad (20)$$

(α Feinstrukturkonstante, R_o Rydbergkonstante, Z Kernladungszahl, n_i Radialquantenzahl, l_i Bahndrehimpulsquantenzahl, λ Wellenlänge).

Diese Näherung kann oft auch auf Systeme mit einem Leuchtelektron erfolgreich angewendet werden (TräH 77a). Sie versagt jedoch für Systeme mit mehreren Elektronen innerhalb derselben Schale, wie z.B. dem 5-Elektronen-System des Si X. Weil hier nicht nur ein einzelnes Elektron, sondern auch der Elektronenrumpf durch Umordnen am Übergang beteiligt ist, wird der Übergang verlangsamt; die Anwendung von Rechenprogrammen auf der Basis der Coulomb-Näherung liefert für solche $\Delta n=0$ -Übergänge um Größenordnungen zu hohe Übergangswahrscheinlichkeiten. Das zeigt deutlich die Hylleraas-Entwicklung (Entwicklung nach Potenzen von $1/Z$) der Oszillatorstärken: Im Gegensatz zu $\Delta n \neq 0$ -Übergängen tritt darin für $\Delta n=0$ -Übergänge kein konstanter Term auf. Es werden also erheblich aufwendigere Rechenverfahren benötigt.

Die bekannten Methoden unterscheiden sich im Grad ihrer Handlichkeit und Zuverlässigkeit. Während relativ einfache

Hartree-Fock-Rechnungen (HF) die Grundzustandsenergien (bzw. Ionisationsenergien) durch Variation der Wellenfunktionen recht gut reproduzieren, sind die Berechnungen der Energien der angeregten Zustände viel unsicherer.

Die - nicht bekannte - exakte Wellenfunktion eines Zustands wird dazu nach anderen, bekannten Wellenfunktionen entwickelt, z.B. nach HF-Wellenfunktionen in LS-Kopplung. So kann man die Energieeigenwerte erhalten, aber die Übergangswahrscheinlichkeiten hängen viel stärker von der genauen Form der Wellenfunktion ab als die Energieeigenwerte. Auch mit dem Experiment gut vereinbare Termwerte - die es für 5-Elektronen-Systeme noch nicht gibt - sichern somit nicht ebenso gute Lebensdauerwerte.

Eine Verbesserung wird durch Multikonfigurationsrechnungen (z.B. die Programme von Ch. Froese Fischer (u.a. Fro 72)) erreicht. Dabei werden nicht in erster Linie die Wellenfunktionen selbst variiert, sondern die Anteile der verschiedenen Elektronenkonfigurationen an einem Zustand (der dann nach dem stärksten Anteil benannt wird), wobei Wechselwirkungen zwischen Konfigurationen gleicher Symmetrie zu berücksichtigen sind. Solche Rechenprogramme sind sehr umfangreich, weil für zuverlässige Rechnungen sehr viele (bis über 100) angeregte Konfigurationen "mitgenommen" werden müssen. Die unterschiedlichen Ergebnisse solcher Rechnungen sind teilweise auf die unterschiedlich gründliche Berücksichtigung von höher gelegenen angeregten Zuständen zurückzuführen (Danf 77).

Da auch Rechnungen mit extrem vielen Konfigurationen konvergieren können ohne frei von systematischen Fehlern zu sein (Fro 72), andere, semiempirische (NicB 73, ShrW 73), Rechenansätze wiederum auf Annahmen über spezielle Verhältnisse und Vorgänge in der Elektronenhülle gegründet sind, sollten experimentelle Daten zur Klärung theoretischer Vorstellungen beitragen und damit die Grundlage für Rechnungen in den Systemen festigen, die den Messungen noch nicht zugänglich sind.

V.3 Meß- und Auswerteverfahren

V.3.1 Nachweisfenster, Kaskadenwichtung, Zeitauflösung

Die Ionen des Ionenstrahls haben vor Erreichen der Folie in engen Grenzen gleiche Geschwindigkeiten. Zwar wird die Geschwindigkeitsverteilung durch die Wechselwirkung der Ionen mit der Folie (vorwiegend Ionen-Elektronen-Stöße) verschoben (Energieverlust ca 1% (NorS 70)) und verbreitert (Stragging), doch können diese Effekte wegen seitlicher (90°) Beobachtung hier vernachlässigt werden. Die Strahlaufweitung (Winkelstragging) hat in dem Bereich weniger Zentimeter hinter der Folie und wegen des Massenverhältnisses Projektilion/Targetatom bzw. Elektron keinen Einfluß auf die Meßergebnisse.

Weitere Wechselwirkungen treten nach dem Durchfliegen der Folie nicht auf, also entspricht wegen der konstanten Flugeschwindigkeit der Ionen jedem Ort des Strahls hinter der

Folie eine bestimmte Flugzeit der Ionen nach Verlassen der Wechselwirkungszone. Wegen $t = s/v$ kann damit aus der Aufzeichnung der räumlichen Intensitätskurve das zeitliche Verhalten ermittelt werden. Anstelle von Meßzeitintervallen treten hier räumliche, also Abschnitte des Strahls.

Der Monochromator kann Strahlung aus einem definierten Abschnitt des Strahls analysieren. Ist die Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Abschnitt, dem Fenster, konstant, so ergibt sich die Zahl der in diesen Bereich fallenden Übergänge (ohne Kaskaden etc., t_1 und t_2 sind die Bereichs- (zeit-)grenzen) als Differenz der Besetzungszahlen zu den Zeiten t_1 und t_2 :

$$\begin{aligned} t_1 \int^{t_2} N_{ni}' dt &= N_n(t_1) - N_n(t_2) \\ &= A_{ni} \tau_n N_n(0) (\exp(-t_1/\tau_n) - \exp(-t_2/\tau_n)) \end{aligned} \quad (21)$$

Setzt man ein Zeitfenster der Länge Δt mit der Mitte bei t , läßt sich der Ausdruck (22) umformen in

$$\begin{aligned} N_n &= A_{ni} \tau_n N_n(0) (\exp(-(t+\Delta t/2)/\tau_n) \\ &\quad - \exp(-(t-\Delta t/2)/\tau_n)) \\ &= A_{ni} \tau_n N_n(0) (\exp(-t/\tau_n) \exp(-\Delta t/2\tau_n) \\ &\quad - \exp(-t/\tau_n) \exp(+\Delta t/2\tau_n)) \\ &= A_{ni} \tau_n N_n(0) \exp(-t/\tau_n) 2 \sinh(\Delta t/2\tau_n) \end{aligned} \quad (22)$$

Die beobachtete Übergangsrate gehorcht also unabhängig von der Fensterbreite einem Exponentialgesetz mit der gleichen Zeitkonstante wie die differentielle Übergangsrate. Letztere wird allerdings mit einem Korrekturfaktor $2 \sinh(\Delta t/2\tau)$ für die endliche Fensterbreite Δt (im Verhältnis zur Zeitkonstanten des Zerfalls) versehen.

Ein breites Fenster erhöht nicht nur die Zahl der beobachtbaren Übergangsereignisse, sondern bevorzugt (relativ) zusätzlich langlebige Komponenten. Eine aus mehreren Komponenten bestehende Zerfallskurve (z.B. mit Kaskaden) erfährt so eine komponentenweise Wichtung.

Zugleich gibt die Fensterbreite ein Maß für die erreichbare Zeitauflösung. Wird ein zu breites Fenster verwendet, so können kurzlebige Anteile der Zerfallsfunktion nicht oder nur schlecht gegenüber dem Übergewicht der übrigen Komponenten erkannt und analysiert werden. Umgekehrt bedeutet ein zu schmales Fenster geringe Impulsraten, so daß die Information durch Untergrundeffekte merklich überlagert wird. Wünschenswert wäre daher ein dem jeweiligen Meßproblem anpaßbares Fenster. Dies ist jedoch im EUV wegen der Schwierigkeiten bei Verwendung von Abbildungssystemen kaum zu verwirklichen.

Anders als - vereinfachend - bisher geschildert, ist die Fensterfunktion des optischen Nachweissystems nicht als rechteckig, sondern als - in niedriger Näherung - trapezförmig anzusehen (Figur 6). Eintrittspalt und Gittermaske bilden ein Doppelspaltsystem mit einem breiten Bereich völliger Durchlässigkeit (Plateau der Fensterfunktion) und daran anschließenden Flanken, in den die Nachweiswahrscheinlichkeit durch Halbschatteneffekt bis auf null absinkt. Beugungserscheinungen können weitgehend vernachlässigt werden, sie wären nach dem Rayleigh-Kriterium im EUV erst für Spaltweiten $< 1 \mu\text{m}$ zu erwarten. Die Spalte des Monochromators können jedoch nicht unter ca. $10 \mu\text{m}$ geschlossen

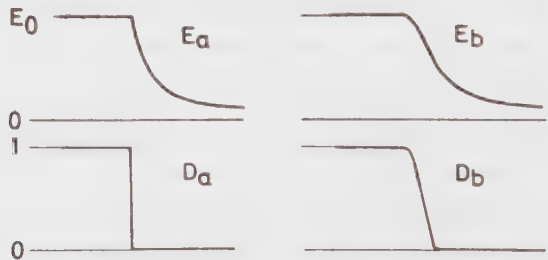
werden. Typische Spaltweiten sind $50\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $100\text{ }\mu\text{m}$ im Falle schwacher Linien.

Das Vorhandensein der Trapezflanken führt zu einer Verformung der Zerfallskurven (Figur 20, IrwL 73a): In der Nähe der Folie wird aus dem konkaven (exponentiellen) Verlauf eine konvexe Kurvenform. Das bedeutet eine Einschränkung des nutzbaren Teils der Zerfallskurve und verlangt ein Weglassen der statistisch besten Meßpunkte, wenn man die Auswertung konventionell betreibt. Barrette (Bar 75) untersucht die Eintrittspalt/Gitter-Konfiguration und setzt als Konsequenz einen neuen Eintrittspalt sehr nah (6mm) an den Ionenstrahl heran. Damit ergibt sich bei einer Spaltweite von $50\text{ }\mu\text{m}$ eine Fensterbreite von ca. $80\text{ }\mu\text{m}$ ($\hat{=}$ ca. 10 ps; die Abweichung der Fensterform vom Rechteck wird vernachlässigt). Diese Apparatur ist, nicht zuletzt wegen des großen Raumwinkels, zur Untersuchung extrem kurzer Lebensdauern geeignet. Barrette selbst mißt, in Übereinstimmung mit der Theorie, eine Lebensdauer von 0,11 ps für den 1s-2p-Übergang im He-ähnlichen Ne IX. Weitere mit diesem Aufbau gemessene Lebensdauern liegen im Picosekunden-Bereich (KnyD 76; ähnlich: BerD 76).

Die im folgenden erläuterte Auswertemethode umgeht die Schwierigkeit der Zerfallskurvenverformung, indem die Form des Nachweisfensters ausdrücklich in die Analyse der Meßkurven miteinbezogen wird. Das führt zu einer Erhöhung der Zeitauflösung, denn die Flanken haben nur etwa $1/10$ der Plateaubreite. Die Zerfallskurve wird also mit zwei Fensterbereichen unterschiedlicher Breite gleichzeitig abge-

tastet, wodurch sich Vorteile für die Untersuchung kurzlebiger Komponenten (Zeitauflösung) und langlebiger Anteile (Wichtung durch Plateaubreite) bei geeignetem Meßverfahren ergeben.

Die untere Grenze der erzielbaren Zeitauflösung wird zum einen durch die Fensterparameter, zum anderen durch die Meßpunktabstände gegeben. Zwar sind mit Schrittmotoreinzelschritten Intervalle von $1/160$ mm erreichbar, das entspricht etwa 0,5 ps Flugzeit, doch werden aus Zeitgründen im allgemeinen Vielfache dieses Wertes benutzt. Eine praktische untere Grenze für die nachzuweisenden Zerfallszeitkonstanten liegt etwa bei $1/3$ der Flankenbreite, d.h. bei ca. 3 ps.



Figur 20 :

Die exponentielle Abnahme der Größe E_a wird von einem Detektor endlichen Auflösungsvermögens (D_b) verzerrt wiedergegeben. Aus der linksgekrümmten Exponentialfunktion wird eine Kurve mit Links- und Rechtskrümmung (E_b).

Beispielkurven : a) Kondensatorentladung bei schlagartigem Kurzschluß; b) bei langsamerer Rücknahme der angelegten Spannung.

V.3.2 Faltungsprozeß, genauere Ermittlung der Fensterform, Reflektivität des Gitters

Die gemessene Zerfallskurve ergibt sich aus der Faltung der tatsächlichen Abklingkurve mit den verschiedenen Apparate-Funktionen. Will man aus der gemessenen Kurve auf die Apparat-unabhängige zurückschließen, so sind für diesen Entfaltungsprozeß Kenntnisse über die Fensterfunktion notwendig (TräW 76).

Näherungsweise läßt sich für die wahre Fensterfunktion ein Trapez annehmen, in dessen Plateau die relative Nachweiswahrscheinlichkeit gleich eins gesetzt wird. Dieses Trapez ist durch 3 Parameter zu beschreiben: Flanken- und Plateaubreite sowie die Koordinate eines Eckpunktes. Die ersten beiden Parameter lassen sich geometrisch ermitteln, der dritte, der den Zusammenhang zwischen der Position der Folie und der optischen (Eingangs-)Achse des Monochromators beinhaltet, jedoch nicht genügend genau. Es erscheint sinnvoll, alle drei Parameter aus der Messung selbst zu bestimmen und das Ergebnis anschließend mit den erwarteten Werten zu vergleichen.

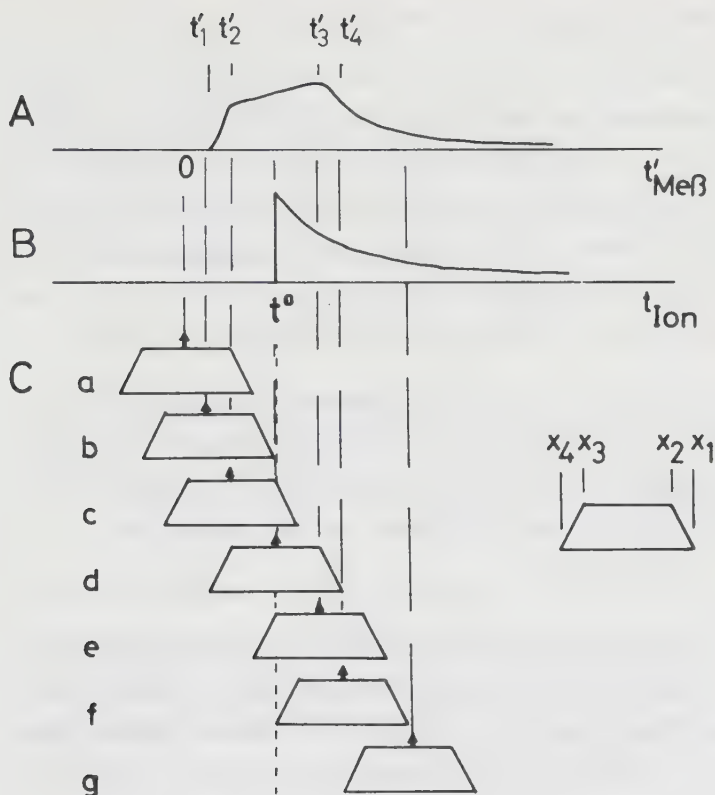
Dazu muß in jeder Messung die Fensterfunktion abgetastet werden (Figur 21). Das geschieht durch Verschiebung der Folie - und damit des scharf definierten Beginns der Abklingkurve - durch den gesamten Bereich des Fensters. Die Messung beginnt, wenn die Folie strahlabwärts des Nachweisfensters steht (Fig. 21a). Die dann im Detektor auftretende Zählrate entspricht der Dunkelrate. Das Restgasleuchten wird durch das dicke Folienrad abgeschirmt, kann

aber bei genügender Folienverschiebung gegebenenfalls auch aufgezeichnet werden.

Nach einigen, durch den im Faraday-Becher aufgesammelten Strahlstrom begrenzten, Zählzyklen erreicht die Folie strahlaufwärts fahrend die Kante x_1 des Fensters ($\hat{=} t'_1$, Fig. 21b), die Zählrate steigt an. Diese Folienstellung ist im Rahmen der Auswertung durch den Rechner problemlos zu erkennen und verküpft die Folienstellung mit dem Ort des Fensters. Da die Strahlgeschwindigkeit bekannt ist, ergibt sich aus der Kenntnis der Strahlgeschwindigkeit für jeden Meßpunkt auf der Zerfallskurve eine eindeutige Ortsaussage. Weiterfahrend überstreicht die Folienposition das ganze Fenster, wobei sich das Ende des Plateaus ($x_3 \hat{=} t'_3$, Fig. 21d) als ein weiterer signifikanter Punkt erweist. Wenn die Folie den Fensterbereich am Beschleuniger-zugewandten Ende ($x_4 \hat{=} t'_4$) wieder verlassen hat, ist der weitere Bereich der Meßkurve (Fig. 21g) bei Abwesenheit von Kaskaden und bis auf den Untergrund rein exponentiell.

Prinzipiell ist dieses Verfahren natürlich auch umkehrbar: Aus der Abweichung vom exponentiellen Verhalten ist die Form des Fensters zu ermitteln (BauG 76), doch sind dazu wegen des schrittweisen Vorgehens sehr viele Parameter erforderlich. Immerhin ergibt sich damit eine Fensterform ähnlich der hier (s.u.) gefundenen.

Das hier durchgeführte Verfahren ermöglicht eine Festlegung der Folienposition aus der Meßkurve, z.B. steht in der Mitte des Plateaus der Meßkurve (zwischen t'_2 und t'_3) die Folie genau am Schnittpunkt von Strahlachse und op-



Figur 21 : Schema der Faltung der Zerfallskurve B mit dem Nachweisfenster. Das Ergebnis ist die Meßkurve A

Die Mitte des Nachweisfensters (Pfeil) gibt die Stelle der Meßkurve an, an der das Signal - die auf den Fensterbereich entfallende Strahlung - abgespeichert wird. Von Stellung a (Teil C der Figur) aus wird das Fenster nach rechts verschoben. Wenn die Fensterecke x_1 die Folienposition t^0 erreicht, hebt sich die Meßkurve bei t'_1 aus dem Untergrund hervor. Bei t'_2, t'_3 und t'_4 stehen die anderen Eckpunkte des Fensters am Beginn der Zerfallskurve (gestrichelte Linie); ab Fensterstellung f ist der weitere Meßkurvenverlauf exponentiell (bis auf den Untergrundbeitrag).

tischer Achse des Monochromators.

Die Fensterfunktion ist für alle Zeitkomponenten der Abklingkurve eines beobachteten Übergangs dieselbe. Der ermittelte Zeitnullpunkt t^0 (Folienposition) ist demnach ebenfalls gleich, für diesen lassen die Intensitätsverhältnisse der Komponenten untereinander Rückschlüsse auf die Anfangsbesetzungszahlen zu. Verfahren ohne Einbeziehung der Fensterfunktion sind dazu im allgemeinen nicht geeignet.

In Figur 21 wird, relativ zum Nachweisfenster, die Folie und damit die Abklingkurve um Intervalle Δt nach links verschoben. Diese Verschiebungsrichtung sei die positiv gezählte t' -Richtung. Dann lautet die Abklingfunktion

$$f(t^0, t) = A \exp(-(t^0 - t)) = A \exp(t - t^0) \quad (23)$$

t^0 ist der Anfang des Abklingvorganges, also die Folienposition, t' die unabhängige Variable der Abklingfunktion. Der Exponent muß aus physikalischen Gründen kleiner oder gleich null sein, d.h. der Definitionsbereich ist beschränkt auf $t \leq t^0$.

Die Abklingfunktion (23) muß in den Grenzen des jeweiligen Fensterbereichs integriert werden, um die Intensität des beobachteten Lichts zu erhalten. In den Flanken des Fensters erfolgt die Berücksichtigung des Halbschatteneffekts, also der ortsabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit.

Mit Bereich I wird im Folgenden die Fensterflanke zw-

schen x_1 und x_2 bezeichnet, mit II das Plateau, mit III die andere Fensterflanke, IV ist der Bereich außerhalb des Fensters. Die Koordinaten der Fensterecken auf der Flugzeitskala werden mit t_1, t_2 usw. bezeichnet.

Das gesamte Signal F ist die Summe der den Bereichen I - IV entsprechenden Teilsignale.

$$F_I = A \tau \int_{\alpha}^{\beta} \exp((t-t^0)/\tau) \frac{t-t_1}{t_2-t_1} dt \quad (24)$$

$$F_{II} = A \tau \int_{\gamma}^{\delta} \exp((t-t^0)/\tau) dt \quad (25)$$

$$F_{III} = A \tau \int_{\epsilon}^{\eta} \exp((t-t^0)/\tau) \frac{t-t_4}{t_3-t_4} dt \quad (26)$$

$$F_{IV} = 0 \quad (27)$$

Die Integrationsgrenzen ergeben sich aus der Lage der Abklingfunktion relativ zum Nachweisfenster. Liegt z.B. t^0 , der Beginn des Zerfalls, zwischen x_3 und x_4 (Fig. 21 zwischen Bsp. e und f), so erstreckt sich F_I von t_1 bis t_2 , F_{II} von t_2 bis t_3 , F_{III} von t_3 bis t^0 .

Das oben genannte Beispiel für nur eine Zerfallskomponente reicht in der Regel nicht aus, es müssen die Teilintegrale für jede der Komponenten ermittelt und addiert werden.

Die Integrale (24-26) können explizit gelöst werden. Sie werden dann von einem PDP-10-Rechner verwertet, der entsprechend den eingegebenen Schätzwerten der Parameter (Für 3 Exponentialfunktionen werden 6 Parameter benötigt, dazu der Eckpunkt t'_1 des Fensters, Flanken- und Plateaubreite des Fensters und der Untergrund,) eine

synthetische Kurve ermittelt und sie mit der Meßkurve vergleicht. Der Rechner variiert die Parameter und versucht so, beide Kurven einander anzunähern (Fitprogramm CURFIT nach Bev 69). Die Abweichung beider Kurven voneinander im Verhältnis zum statistischen-Fehler-Bereich (χ^2 -Test) gibt einen Zahlenmaßstab für die mathematische Ähnlichkeit von Meß- und Vergleichskurve.

Die Parameter der Exponentialfunktionen hängen vom jeweiligen Übergang ab. Der Abstand der Folie (auf der Flugzeitskala) vom Fensterbereich zu Beginn der Messung, t'_1 , variiert von Messung zu Messung, ebenso der Untergrund. Die beiden anderen Parameter, die das Fenster beschreiben und sich, unabhängig von der Messung der Zerfallskurven, aus der geometrischen Anordnung von Eintrittspalt und Gittermaske (Fig. 6) berechnen lassen, eröffnen die Möglichkeit einer Kontrolle des Ergebnisses der rechnerischen Kurvenanpassung oder, wenn die Spaltweite von Messung zu Messung nicht verändert wird, das Festhalten bekannter Parameter und damit die Verkleinerung des Satzes zu variierender Parameter. Das erlaubt eine Verbesserung der Fitkonvergenz.

Die Fensterdaten (Flanken- und Plateaubreite) hängen von der Reproduzierbarkeit der Spalteinstellung ab, weil die Spaltweite nicht direkt gemessen werden kann. Deren Genauigkeit wird mit 5% angenommen, sie ist jedoch nicht wesentlich, weil die Fensterdaten aus den Meßkurven selbst ermittelt werden und kleinere Abweichungen von der angenommenen Fensterform nicht analytisch erfaßt werden können (s.u.).

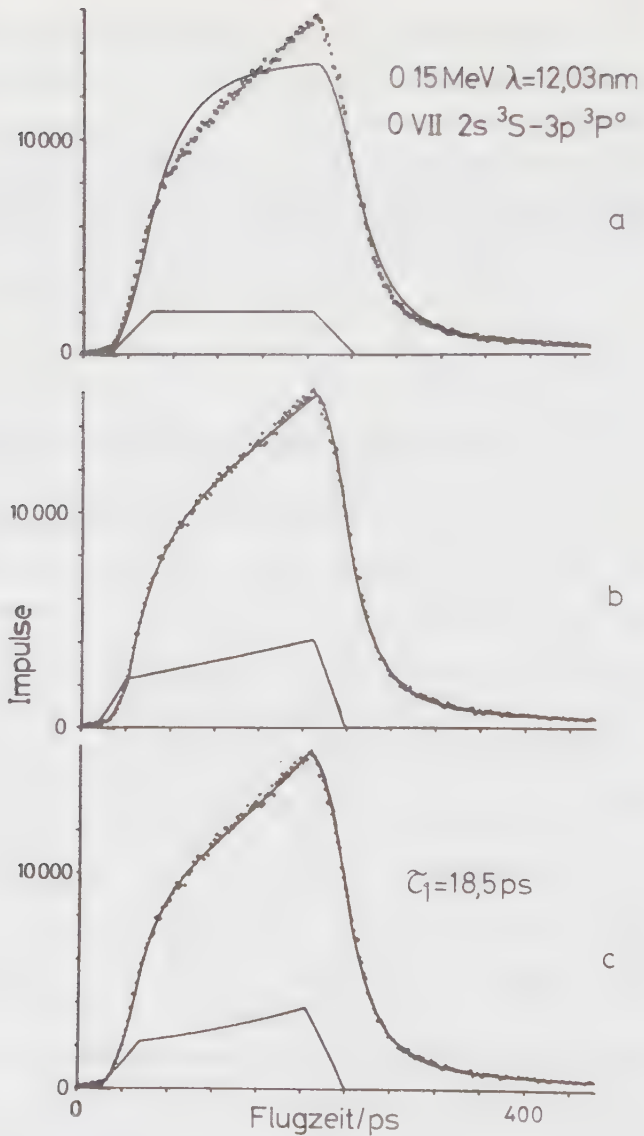
Typische Fensterdaten sind für die alte (a) bzw. die neue (b) Meßkammer - Unterschied hier: Abstand Strahl-Eintrittsspalt - in der folgenden Tabelle aufgeführt :

Spalt- weite /µm	Plateaubreite			Flankenbreite		
	geome- trisch /mm	Flugzeit/ps		geome- trisch / mm	Flugzeit/ps	
		0(15 MeV)	Si(20 MeV)		0 15MeV	Si 20 MeV
a 50	2,4	180	210	0,2	15	18
a 100	2,15	160	190	0,4	30	35
b 50	0,74		65	0,07		7-9

Der überwiegende Teil der Lebensdauermessungen ist mit der alten Meßkammer durchgeführt worden. Wegen der relativ hohen Reflektivität wurde für alle nachstehend aufgeführten Messungen Gitter I (Blaze, 600 1/mm) verwendet.

Im Wellenlängenbereich $\lambda > 21\text{nm}$ reicht das geschilderte trapezartige Fenster zur Erklärung und Anpassung der Meßkurven aus. Für Strahlung kürzerer Wellenlänge genügt diese Hypothese nicht (Figur 22a), das Trapez muß mit einer zusätzlichen, linear (Fig. 22b) oder, besser noch, quadratisch ansteigenden Funktion (Fig. 22c) überlagert werden. Eine physikalische Begründung wird im folgenden versucht:

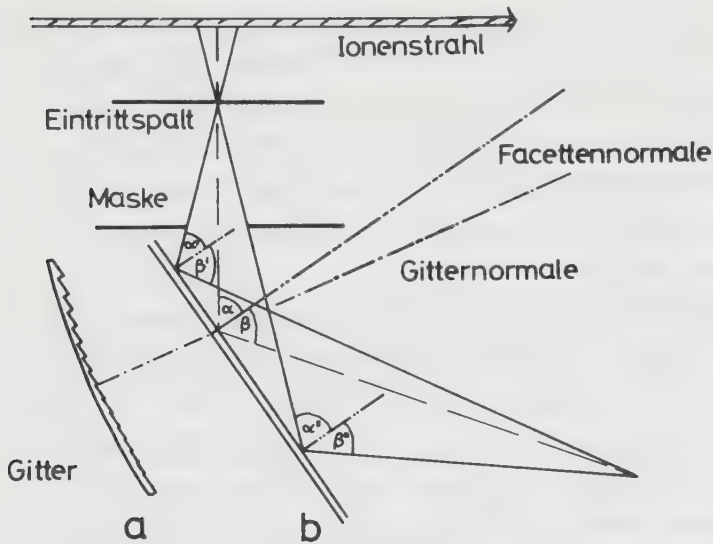
Die Konfiguration Eintrittsspalt/Maske ist nicht verändert, es fiel schwer, den Effekt darauf zurückzuführen. Die Auswirkung der Nachweiswahrscheinlichkeitsvariation, die sich so verhält, als würde das Licht aus den strahlaufwärts gelegenen Teilen des Nachweisfensters besser nachgewiesen als das übrige, muß durch eine zusätzliche Apparatefunktion beschrieben werden. Das optische Element, das diese Funktion



Figur 22 : Anpassung einer Summe von Exponentialfunktionen an eine Meßkurve. Das trapezartige Nachweisfenster (a) genügt nicht, erst die zusätzliche Überlagerung einer linear (b) oder quadratisch (c) ansteigenden Funktion führt zu einer zufriedenstellenden Anpassung.

hervorrufen kann nur das Gitter sein.

Ein Erklärungsmodell wird in Figur 23 veranschaulicht.



Figur 23

Die Makrooberfläche des Gitters ist konkav, die Mikrooberflächen der Gitterfurchen sind jedoch parallel zueinander. Ohne Berücksichtigung der Gitterstruktur können sie als eine zur Gitternormalen um 2° geneigte Ebene ("Facettennormale") gedacht werden. Der mittlere Einfallswinkel auf diese Ebene beträgt nicht 86° wie für die Makrooberfläche, sondern 84° . Das durch den Eintrittsspalt fallende divergente Lichtbündel wird durch die Maske auf einen Öffnungswinkel von $\pm 0,4^\circ$ begrenzt. Der Einfallswinkel (Beugung am Eintrittsspalt ist zu vernachlässigen) für Strahlen aus dem strahlaufwärts gelegenen

Teil des Nachweisfensters ist größer als der für die anderen ($\alpha' > \alpha$). Die relative Änderung des Austrittswinkels ist wegen des großen Abstands Gitter/Austrittsspalt dagegen geringer. Möglicherweise wirken auch Abschattungseffekte der Gitterfurchen, deren Stufenhöhe für Licht aus dem strahlabwärts liegenden Teil des Fensters größer und damit ungünstiger ist als für die anderen Strahlen, mit. Beides zusammen kann als wellenlängenabhängige Reflektivitätsänderung entlang der Gitteroberfläche bezeichnet werden. Der experimentell festgestellte Reflektivitätsunterschied zwischen den verschiedenen Bereichen des Fensters macht einen Faktor 1 ($\lambda = 20 \text{ nm}$) bis 3 ($\lambda = 7 \text{ nm}$) aus. Das ist weitaus mehr, als nach den spärlichen Literaturangaben über Reflexion an glatten Flächen (Sam 67, Hen 72) zu erwarten ist. Die Reflexionseigenschaften von Gittern, zumal bestimmter Furchenformen, sind erst sehr wenig erforscht (Spe 76).

Die rechnerische Einbeziehung der Reflektivitätsänderung soll am Beispiel des quadratischen Zusatzterms erläutert werden. Eine gerade Parabel läßt sich allgemein als

$$y = b(x - x_0)^2 + c \quad (28)$$

darstellen. x_0 ist der Scheitel der Parabel, c dessen Ordinate, b beschreibt die Öffnung. Von diesen drei Parametern läßt sich einer eliminieren, wenn man den Wert der Funktion y für ein bestimmtes x kennt, also z.B. zu Beginn des Trapezfensters, also bei x_1 gleich einsetzt. Ersetzt man die Ortsangaben x durch die Flugzeitangaben t , so läßt sich der durch die Parabel be-

schriebene Teil des Verlaufs der Nachweiswahrscheinlichkeit darstellen als

$$P = (b(t^2 - 2tt_0 + 2t_0t_1 - t_1^2) + 1) \quad (29)$$

Dann lauten die drei Teilintegrale, aus denen das Signal zu berechnen ist.:

$$F_I = A\tau \int_{\alpha}^{\beta} \exp((t-t_0)/\tau) \frac{t-t_1}{t_2-t_1} P dt \quad (30)$$

$$F_{II} = A\tau \int_{\delta}^{\epsilon} \exp((t-t_0)/\tau) P dt \quad (31)$$

$$F_{III} = A\tau \int_{\epsilon}^{\eta} \exp((t-t_0)/\tau) \frac{t-t_4}{t_3-t_4} P dt \quad (32)$$

Explizit lautet das erste Integral

$$F_I = \frac{A\tau b}{t_2-t_1} \left[\exp((t-t_0)/\tau) \cdot (t^3 - (3\tau + 2t_0 + t_1) \cdot t^2 + (6\tau^2 + 2\tau t_1 + 4\tau t_0 + 4t_1 t_0 - t_1^2 + 1/b) \cdot t - (6\tau^3 + 2\tau^2 t_1 + 4\tau^2 t_0 + 4\tau t_1 t_0 - \tau t_1^2 + \tau/b - t_1^3 + 2t_1^2 t_0 + t_1/b)) \right]_{\alpha}^{\beta} \quad (33)$$

Die anderen Integrale sehen entsprechend aus, die für das einfache Trapez ergeben sich mit $b=0$. Die Fensterfunktion in der Form der Gleichungen 30-32 setzt sich aus 2 Parabelabschnitten 3. und einem Abschnitt 2. Grades zusammen. Die nach Faltung der Abklingkurve mit dieser Fensterfunktion verbleibenden Abweichungen zwischen synthetischer und gemessener Kurve bestehen zum einen in Fluktuationen im Plateaubereich, zum anderen

in einer Abrundung der Fensterkonturen.

Der erstere Effekt rührt davon her (Mic 74), daß die Reflektivität längs der Gitteroberfläche auch bei konstantem Einfallswinkel eine (experimentelle) Funktion des Ortes auf dem Gitter ist. Die andere Erscheinung entspricht einer Verschmierung der Trapezform durch Unebenheiten auf den Kanten von Eintrittspalt und Maske. und wird auch bei Messungen mit Normal-Incidence-Gittern (BauG 76) festgestellt. Die Einführung eines zusätzlichen Parameters erscheint hierfür nicht angemessen, denn jeder zusätzliche Parameter verschlechtert die Konvergenz des Anpassungsverfahrens. Der Gewinn an Aussagekraft für die Lebensdauerwerte ist jedoch gering.

Die hohe Dispersion der holographischen Gitter bedeutet ein entsprechend reduziertes Nachweissignal bei gegebener Spaltweite. Lebensdauermessungen an sehr schwachen Linien wie denen des Silizium im Bereich $\lambda < 20\text{nm}$ sind deshalb ungenau und wenig aussagekräftig. Auf die Bestimmung der Apparatefunktion für die Reflexion am holographischen Gitter wird daher kein Wert gelegt. Probemessungen weisen auf eine kompliziertere Struktur als die beim geritzten Gitter hin.

V.3.3 Überprüfung der Verfahren an Übergängen in Sauerstoffionen

Die neue Meß- und Auswertemethode wurde zunächst mit Sauerstoffionen erprobt. Sauerstoff bot sich aus mehreren Gründen als Versuchsobjekt an. Zur Zeit dieser Vorversuche war die Sputterquelle noch nicht am Beschleuniger installiert, die Anzahl der zur Wahl stehenden Ionensorten gering. Sauerstoff gehört zu den schwersten darunter. Die erreichbare Ionenenergie reicht aus, auch Wasserstoff-ähnlichen Sauerstoff ($O\ VII$) hinter der Folie zu erzeugen. Wegen der nahezu exakten Berechenbarkeit (GarM 65, Eri 77) eignen sich solche Systeme gut zu Eichmessungen.

Die Beschleunigerspannung wurde in der Regel so eingestellt, daß 15-MeV-Ionen den Meßplatz erreichten. Bei dieser Energie liegt das Maximum der Ladungszustandsverteilung hinter der Folie beim 6fach positiven $O\ VII$ -Ion (He-ähnlich), doch auch das Li-ähnliche $O\ VI$ tritt noch auf.

Die Wellenlängen der Systeme $O\ VI$ - $O\ VIII$ sind recht gut bekannt (u.a. BucD 72, BucP 73, KelP 73, PegG 74, CanJ 74, Buc 76). Auch die Lebensdauern sind einigermaßen gut berechenbar (WieS 66, Warn 68, LauL 73) und von mehreren anderen Autoren teilweise untersucht (Buchet et al., KnyD 75).

Die Messungen an der Laval-Universität (Quebec/Kanada) mit einer Experimentieranordnung (Bar 75), die aufgrund des geringen Abstandes des Eintrittspalts vom Ionenstrahl besonders gut zur Messung kurzlebiger Zerfälle geeignet

ist, stellen eine wertvolle Vergleichsmöglichkeit dar. Mit jener Anordnung wurden sogar Lebensdauern im Sub-Picosekundenbereich gemessen (Bar 75), was mit dem hier benutzten Versuchsaufbau nicht möglich ist. Die Spanne der erwarteten Lebensdauern reicht - für Sauerstoff - von 1,3 ps (3p-Niveau des O VIII) bis über 60 ps (einige O VI-Niveaus und hochliegende Zustände von O VII).

Für die Lebensdauern hochliegender Zustände der Sauerstoffionen, wie sie vor allem als Kaskadenbeiträge erwartet werden, liegen keine Angaben in der verfügbaren Literatur vor. Sie werden daher nach den Methoden der Coulomb-Näherung (BatD 49) errechnet. Dies scheint zulässig, weil - anschaulich betrachtet - das Leuchtelektron in diesen Zuständen weiter vom Elektronenrumpf entfernt ist als bei dem beobachteten Übergang. Dessen Zerfallskonstante aber ist, nach derselben Näherung berechnet, oft nur wenig von dem Ergebnis aufwendigerer Rechnungen verschieden.

Im Laufe der Proberechnungen zeigten sich interessante Eigenschaften der Coulomb-Näherung (CA).

Die Methode ist nur für ein Eielektronenatom mit sehr schwerem Kern streng gültig, dessen nichtrelativistische Wellenfunktionen bekannt sind. In allen anderen Fällen ergibt sich die Notwendigkeit von Korrekturen (abgesehen von dem Problem der Wellenfunktion für $r=0$, also im Kerninneren), die z.B. als Quantendefekt, d.h. Abweichung der Radialquantenzahl n von der Ganzzahligkeit, beschrieben werden. Die Aufhebung der Niveau-Entartung oder Kopplungs-

effekte im Falle des Vorhandenseins mehrerer Elektronen sind nur schwierig einzufügen.

Versucht man auszurechnen, welche Lebensdauern die Niveaus des He-ähnlichen O VII haben, so sind mehrere Wege möglich. Der einfachste ist die grobe Näherung des Ions als siebenfach geladenes-Einelektronenatom. Dann sind alle Übergangswahrscheinlichkeiten um einen Faktor 7^4 höher als im Wasserstoffatom. Etwas genauer ist ein Weg, der auf Überlegungen in (BetS 57) beruht und die Rydberg-Konstante von Sauerstoff, die Wasserstoff-Radialintegrale (HerH 61) und die Wellenlängen von N VII (GarM 65) einbezieht. Die entsprechende Formel (20) wurde bereits angeführt.

Setzt man in diese Formel, um die Aufhebung der Niveau-entartung zu berücksichtigen, die gemessenen Wellenlängen von O VII ein, so ergibt sich gegenüber der vorigen Näherung eine Erhöhung der Übergangswahrscheinlichkeiten um bis zu 30%, ebenso bei Verwendung der CA ohne Quantendefekt.

Die Coulomb-Näherung ergibt mit Quantendefekt und gemessenen Wellenlängen jedoch Werte, die mit denen aus der einfachsten Näherung, der Kernladungszahl-Korrektur der tabellierten Wasserstoff-Werte (WieS 66) gemäß $(Z-\sigma)^4$ ($\sigma=1$), fast übereinstimmen. Zahlenbeispiele finden sich in Tab. 6.

Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen an Sauerstoffionen sind in Tabelle 6 zusammengestellt (Vorveröffentlichungen HecT 76, Träh 77a), Figur 24 ist eine entspre-

Tabelle 6: Zusammenstellung der Ergebnisse der Lebensdauermessungen an Sauerstoff-Übergängen

Quellen : a) Umrechnung nach (WieS 66) mit Z_{eff}^4 (H-ähnlich)
 b) War 68 , c) Laul 73 , d) Coulomb-Näherung mit Radial-
 Integralen aus (HerH 61) und N VII-Wellenlängen aus (Gar
 M 65) , e) Coulomb-Näherung nach (BatD 49), Quantendefekt
 $= 0$, bzw. Radialintegrale für H und experimentelle Wellen-
 längen von O VII , f) Coulomb-Näherung, Quantendefekt $\neq 0$,
 g) Zuordnung durch (CanJ 74) , h) Zuordnung durch (PegG 74),
 i) BucD 72, BucP 73., j) BucB 77 , k) KnyD 75 , l) WieS 66

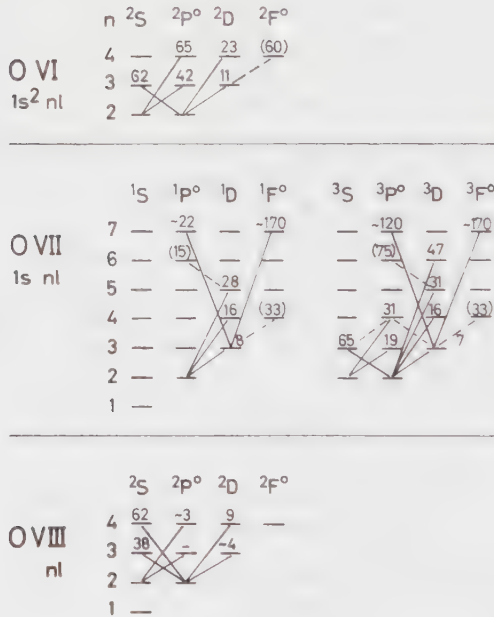
diese Arbeit			Vergleichswerte		
Wellen- länge /nm	Übergang	Lebensdauer- komponenten /ps	Lebensdauer/ps		
			oberer Zustand Exp.	Theorie	einige höhe- re Zustände

O VI

11,58	$2s^2S-4p^2P^0$	65 ± 4	64 j	63,1 b	
		>400		63 c	
12,98	$2p^2P^0-4d^2D$	$23,3 \pm 2$	23 j	26,2 b	18 (5p) a
		64 ± 5	33 k	27 c	107(5f) a
		730 ± 100			
15,01	$2s^2S-3p^2P^0$	$41,6 \pm 3$	43 j	38,5 l	
		160 ± 30	48 k	38,6 b	
				38 l	
17,30	$2p^2P^0-3d^2D$	$11,0 \pm 1$	13 j	11,3 l	57 (4f) a
		68 ± 3	10 k	11,4 b	
		470 ± 50			
18,40	$2p^2P^0-3s^2S$	$62,5 \pm 4$	60 j	58,8 l	
		108 ± 10	76 k	59,4 b	
				58 c	

O VII		$\tau_{\text{exp/ps}}$		$\tau_{\text{th/ps}}$	
8,150	$2p^3p^0-6d^3D$	47 ± 3	-	49 d	132 (7p) d
		190 ± 30			157 (7f) d
8,607	$2p^3p^0-5d^3D$	31 ± 3	-	29 d, a	82,3 (6p) a
		75 ± 10			100 (6f) a
		330 ± 100			
8,94 g	$2p^1p^0-5d^1D$	28 ± 2	-	29 d	17 (6p) a
		15 ± 2 schwach			13 (6p) e
		150 ± 30			100 (6f) a
9,102	$2s^3S-4p^3P^0$	$31,2 \pm 2$	-	31,8 d	29 (5d), 49 (6d),
		120 ± 15		a	147 (5s) a
9,612	$2p^3p^0-4d^3D$	$16 \pm 1,5$	21 i	15 d, a	54 (5p), 58 (5f),
		42 ± 5			100(6f), 168(6g) a
		290 ± 40			
10,02	$2p^1p^0-4d^1D$	$16,2 \pm 1,5$	-	15 d	10 (5p), 58 (5f),
		12 ± 3 schwach			100(6f), 168(6g) a
		74 ± 8			17 (6p) a
		170 ± 20			
12,03	$2s^3S-3p^3P^0$	$19,2 \pm 2$	21 i	18,5 d, a	15(4d), 29 (5d),
		70 ± 10		18,8 l, f	49(6d), 58 (5f),
				13,5 e	100(6f), 168(6g) a
12,85	$2p^3p^0-3d^3D$	$7 \pm 1,5$	15 i	6,2 l	32(4p), 30(4f),
		33 ± 3		6,4 d, a	98(5g), 253(6h) a
		250 ± 50			
13,28 h	$2p^3p^0-3s^3S$	65 ± 6		66 d, a	32(4p), 29(5d),
		25 ± 8 schwach			100(6f) a
13,58	$2p^1p^0-3d^1D$	$8 \pm 1,5$	12 i	6,5 l	5(4p), 30(4f),
		65 ± 7			58(5f), 98(5g),
		650 ± 100			253(6h) a
20,484	$\left. \begin{array}{l} 3d^3D-7f^3F^0 \\ 3d^1D-7p^1P^0 \\ 3d^1D-7f^1F^0 \\ 3d^3D-7p^3P^0 \end{array} \right\}$		-	157 d	
20,494		22 ± 3	-	26,8 d	
				20,5 e	
20,501		140 ± 20	-	157 d	
20,514			-	132 d	
				124 e	

		$\tau_{\text{exp}}/\text{ps}$		$\tau_{\text{th}}/\text{ps}$
O VIII 7,589	2 - 4	9 ± 3	-	3,0(4p) a
		62 ± 6	-	8,8(4d) a
		450 ± 100	-	55,3(4s) a
10,24	2 - 3	< 4	--	1,3(3p) a
		$38,1 \pm 2$	-	3,8(3d) a
		370 ± 30	-	38,7(3s) a

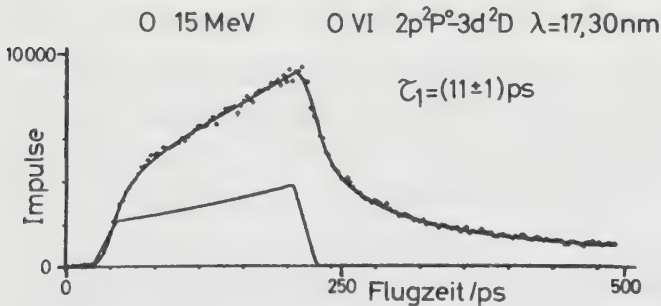


Figur 24 : Die vereinfachten Termschemata der Ionen O VI, O VII und O VIII enthalten die untersuchten Übergänge (—) und einige identifizierte Kaskaden (----). Die Zahlen geben die gemessene Lebensdauer des Zustands in ps an.

chende graphische Übersicht. Aus den Daten können folgende Schlüsse gezogen werden :

1) Im Bereich oberhalb 10ps lassen sich Lebensdauern mit guter experimenteller Sicherheit ermitteln, die Werte sind im Rahmen der Fehlergrenzen (in der Regel $<10\%$) mit den theoretischen Erwartungen in Einklang.

Ein Beispiel dafür ist der Übergang ($2p\ ^2P^o - 3d\ ^2D$, $\lambda=17,30\text{nm}$) des O VI mit $\tau_{\text{exp}} = (11,0 \pm 1)\text{ps}$ (Figur 25).



Figur 25 : Meßkurve und Anpassung

Unter der Meßkurve ist die Fensterfunktion eingezeichnet.

In diesem Fall finden andere Autoren 13ps (BucB 76) bzw. 10ps (KnyD 75), die Theorie liefert 11,3ps (WieS 66) bzw. 11,4ps (War 68). In einem Fit mit 3 Exponentialfunktionen ergeben sich Kaskaden von 68 und 470 ps. Aufgrund des Termschemas (Fig. 24) sind vor allem Kaskaden längs der Yrast-Linie (Zustände größtmöglichen Drehimpulses innerhalb einer Schale) zu erwarten, deren Lebensdauern sind

(CA) ca 57ps(4f), 180ps(5g), 460ps(6h) usw. Diese und mögliche weitere Kaskaden werden vom Rechenprogramm als zwei Komponenten mit den genannten Zeitkonstanten aufgefaßt. Angesichts der hohen Zahl denkbarer Kaskaden bringt ein Anpassungsversuch mit 4 Exponentialfunktionen keinen wesentlichen Vorteil, auch wenn ein Anteil mit 60ps Zeitkonstante aus der Kaskadensumme abgespalten werden kann, denn die Konvergenz des Verfahrens verschlechtert sich dabei.

2) Häufig genügen auf der anderen Seite 2 Exponentialfunktionen nicht für eine ausreichend gute Beschreibung eines Zerfalls. Die theoretisch erwartete Lebensdauer des $4d\ ^2D$ -Zustands des O VI liegt bei 26,2ps (War 68) bzw. 27ps (Laul 73). Am (2p-4d)-Übergang wurden von (KnyD 75) 33ps gemessen, ein Fit mit zwei Exponentialfunktionen an die hier gemessenen Kurven ergibt 36ps. und ca 100ps. Läßt man jedoch eine weitere Exponentialfunktion zu, so spaltet die erste Zerfallskomponente in zwei von 23ps bzw. 64ps auf, die dritte verschiebt sich auf über 700ps. Die Komponenten 2 und 3 nähern nunmehr den größten Teil der Kaskaden an. Zwar wurde der Wert 23ps für die schnelle Komponente inzwischen bestätigt (Buc B 76), doch läßt sich die Kaskade vom 5p-Zustand ($\tau(CA) \approx 18ps$) nicht von der Hauptkomponente trennen. Die wirkliche Lebensdauer des $4d$ -Zustands muß also größer als 23ps sein. Wiederum ist kein Widerspruch zur Theorie festzustellen.

3) Wenn sich die Lebensdauern von Hauptzerfall und Kaskaden um mehr als etwa einen Faktor 3 unterscheiden, ist die rechnerische Anpassung in der Regel problemlos möglich. Ist der Unterschied geringer, treten Schwierigkeiten auf.

Ausgehend von einer Kaskadenlebensdauer, die dem Kriterium genügt, ergibt eine Anpassung von drei Exponentialfunktionen an den Zerfall ($2s\ ^3S - 3p\ ^3P^0$, $\lambda = 12,033\text{nm}$, Figur 22) des O VII eine Lebensdauer des Hauptteils von $\tau_1 = 21,7\text{ps}$, während die beiden anderen Komponenten beide bei $\tau_{2,3} = 135\text{ps}$ zusammenfallen. Diese Wertekombination stellt offenbar ein Minimum der χ^2 -Hyperfläche dar, wenn auch nicht das tiefste. Geht man davon aus, daß eine der Kaskaden eine der Hauptlebensdauer ähnliche Zeitkonstante aufweisen könnte, ergibt das Rechenverfahren eine bessere Anpassung mit $\tau_1 = 19,2\text{ps}$ (Theorie $18,8\text{ps}$ (WieS 66)) und $\tau_2 = 70\text{ps}$. Der letztere Wert stellt wiederum eine Näherung an eine Vielzahl von Kaskaden dar, eine dritte Komponente erweist sich als schwach und nicht reproduzierbar.

4) In einigen Fällen lassen sich auch einzelne Kaskadenlebensdauern mit den Fitergebnissen identifizieren, darunter auch Kaskaden, deren Zeitkonstante kürzer als die der Hauptkomponente ist, z.B. im Falle des O VII ($2p\ ^3P^0 - 3s\ ^3S$, $\lambda = 13,28\text{nm}$)-Übergangs. Neben der Hauptkomponente von 65ps tritt eine schwache Komponente von 25ps auf, die mit dem Zerfall der $4p$ - und $5d$ -Niveaus verknüpft werden kann. Aufgrund der Verzweigungsverhältnisse sind nur geringe Beiträge - wie gefunden - zu erwarten.

5)Übereinstimmend mit den Abschätzungen aufgrund geometrischer Überlegungen sind Lebensdauermessungen mit $\tau > 10\text{ps}$ verlässlich durchzuführen und auszuwerten. Die Messungen an Sauerstoff lassen die untere Grenze für Lebensdauermessungen mit dem hier verwendeten Aufbau erkennen (allerdings nur für die alte Meßkammer). Während Lebensdauern von 7 bzw. 8 ps ($0\text{ VII } 3d\ ^1D, ^3D$) noch mit 20% Fehler ermittelt werden, läßt sich über die $0\text{ VIII } 3p$ ($\tau = 1,3\text{ps}$)- und $3d$ ($\tau = 3,8\text{ps}$)-Lebensdauern, die im Übergang $2 - 3$ ($\lambda = 10,24\text{nm}$) auftreten, nur sagen, daß das Rechenprogramm starke Komponenten mit $\tau \lesssim 4\text{ps}$ feststellt, sie aber nicht genauer eingrenzen kann. Das gleiche gilt für die Lebensdauer des $0\text{ VIII } - 4p$ -Niveaus ($\tau = 3\text{ps}$), während hier die $4d$ -Lebensdauer ($\tau = 8,8\text{ps}$) mit $9 \pm 3\text{ps}$ bereits klar zu messen ist.

6) Die Flanken der Fensterfunktion sind der Raster für die Ermittlung kleiner Zeitkonstanten. Um viele Meßpunkte auf den Flanken zu erhalten, müßten minimale Schrittweiten zwischen den Meßpunkten eingehalten werden, natürlich bei möglichst guter Statistik, also langer Zählzeit. Dann ist jedoch damit zu rechnen, daß die Veränderung der Folieneigenschaften (bis zum Riß) die Messung beenden läßt, bevor auch nur der Bereich des Fensters ganz durchfahren ist.

Andererseits sollen die langlebigen Kaskaden aus dem Abfall der Meßkurve sicher genug abgeleitet werden können. Daher sind Meßpunktabstände von $0,025\text{mm} - 0,1\text{mm}$ die

Regel, das entspricht Flugzeitintervallen von 2 bis 10 ps. Darunter leidet zwar die Zeitauflösung, aber die Messung der im Silizium auftretenden Zeitkonstanten im Bereich 50 - 200 ps ist anders nicht möglich, zumal die Messungen über mehrere Zerfallslängen hinweg andauern sollen. Vergleichswerte für solch lange Lebensdauern bieten die Sauerstoffionen nicht, hier wird auf die Genauigkeit der Vorschubspindel vertraut, die je Umdrehung bei $1^{\circ}/\infty$ liegt.

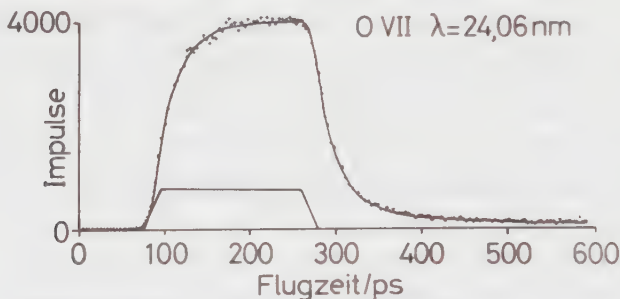
- 7) Weitere Grenzen liegen in der Komplexität der Zerfallskurven. Nur in Ausnahmefällen ist dabei die Auswertung mit 4 Exponentialfunktionen sinnvoll.

Sehr schnelle Kaskaden aus anderen Schalen ($\tau < \text{wenige ps}$) können hier nicht beobachtet werden; sie wirken sich so aus wie eine vergrößerte Anfangsbesetzungszahl.

- 8) Am folgenden Beispiel wird gezeigt, wieweit die Möglichkeiten der geometrischen Prüfung der Fensterfunktion und die der Kaskadendiskriminierung neben Termberechnungen herangezogen werden können, um in schwierigen Fällen eine Analyse durchzuführen. Auch die oben festgestellte Reflektivitätsvariation geht dabei ein.

Bei $\lambda = 24,06 \text{ nm}$ liegt eine Linie, die als 2. Beugungsordnung der O VII-Linie bei $\lambda = 12,03 \text{ nm}$ aufgefaßt werden kann. Hier bietet sich die Möglichkeit einer zweiten Lebensdauerermessung mit unterschiedlicher Fensterfunktion. Es ergibt sich in der Tat dasselbe zeitliche Verhalten der Zerfälle, was

die Zuordnung bestätigt. Bei der höheren Wellenlänge (und in 2. Beugungsordnung) genügt (Fig. 26) ein Trapez ohne Überlagerten Reflektivitätsanstieg zur Beschreibung der Kurve.



Figur 26 : Der gleiche Übergang wie in Figur 22 dargestellt wird in 2. Beugungsordnung ausgemessen. Zur Anpassung der Meßkurve genügt ein Trapez als Fensterfunktion. Die Analyse der Zerfallskurve führt zu denselben Daten wie in 1. Ordnung.

Ein zweites derartiges Linienpaar bilden die Linien $\lambda=10,24\text{nm}$ (O VIII 2-3) und $\lambda=20,48\text{nm}$, die bisher als 1. und 2. Beugungsordnung desselben Übergangs angesehen wurden (BucB 73). Statt der erwarteten Lebensdauer von 38ps (O VIII, 3s) ergibt die Auswertung der Zerfallskurve der 20,48nm-Linie 8 und 65ps sowie eine langlebige Komponente.

Wegen der Vermutung, es könne ein Zusammenfallen (Blend) mit einer bislang unbekannten Linie vorliegen, werden die Termsysteme von O VI - O VIII nach denkbaren Übergängen in diesem Wellenlängenbereich durchkämmt. Abschätzungen weisen auf Übergänge zwischen $n=3$ und $n'=6,7,8$ im O VII-Ion hin. Genauere Rechnungen mit einer Rydberg-Ritz-Formel,

gestützt auf sehr genau berechnete Termwerte von S- und P-Zuständen ($n=2$ bis $n=5$) (AccP 71) sowie Umrechnungen von bekannten Übergängen (KelP 73) auf D-Zustände ($n=3,4$) führen auf die in (TräH 77a) genannten Linien, die in Wellenlängenspektren identifiziert werden können. In den fraglichen Bereich fallen die Übergänge

$$3d \ ^3D - 7f \ ^3F^o \quad \lambda = 20,484\text{nm}, \quad \tau = 157\text{ps} \text{ (CA)}$$

$$3d \ ^1D - 7p \ ^1P^o \quad \lambda = 20,494\text{nm}, \quad \tau = 26,8\text{ps}$$

$$3d \ ^1D - 7f \ ^1F^o \quad \lambda = 20,501\text{nm}, \quad \tau = 157\text{ps}$$

$$3d \ ^3D - 7p \ ^3P^o \quad \lambda = 20,514\text{nm}, \quad \tau = 132\text{ps}$$

Ebenso wie die - in 2.Ordnung zusätzlich verbreiterte - Struktur der O VIII-Linie überdecken diese 4 Linien einen gewissen Wellenlängenbereich, ohne spektral aufgelöst werden zu können (mit den vorhandenen Gittern). Es werden daher Zerfallskurven an verschiedenen Stellen in diesem Bereich aufgenommen. Das Rechenprogramm liefert daraus folgende Werte :

$$\lambda = 20,416\text{nm} \quad \tau_1 = 21\text{ps} , \quad \tau_2 = 170\text{ps}$$

$$\lambda = 20,450\text{nm} \quad \tau_1 = 22\text{ps} , \quad \tau_2 = 60\text{ps} , \quad \tau_3 = 630\text{ps}$$

$$\lambda = 20,483\text{nm} \quad \tau_1 = 20\text{ps} , \quad \tau_2 = 120\text{ps}$$

(neben anderen Kombinationen)

$$\lambda = 20,516\text{nm} \quad \tau_1 = 36\text{ps} , \quad \tau_2 = 380\text{ps}$$

Während in der zweiten Messung die O VII- $7p \ ^1P^o$ -Lebensdauer überwiegt, werden in 1 und 3 die Lebensdauern der Zustände $7f \ ^3F^o$, $7f \ ^1F^o$ und $7p \ ^3P^o$ des O VII erkenntlich. Allein die 4. Messung ergibt die ursprünglich erwartete O VIII-3s-Lebensdauer.

Für jede der 4 Messungen findet das Rechenprogramm eine andere Fensterfunktion. Das ist nicht erstaunlich, weil es - obwohl an derselben Stelle des Spektrums gemessen - sich um zwei Strahlungsbeiträge unterschiedlicher Wellenlänge handelt, die unterschiedlich reflektiert werden, wobei sicherlich auch die Beugungsordnung sich auf den Verlauf der Reflektivitätskorrektur auswirkt. Die Linien erster und zweiter Beugungsordnung müßten also eigentlich mit jeweils einer eigenen Fensterfunktion versehen werden. Damit wäre aber das Auswerteverfahren überstrapaziert. Die Lebensdauerwerte, die mit dem "mittleren" Fenster gefunden werden, sind sicherlich weniger genau als in den Fällen ohne Linienüberlagerung. Andererseits zeigt das Beispiel die Sensibilität der Lebensdauermessungen bezüglich der korrekten Fensterfunktion.

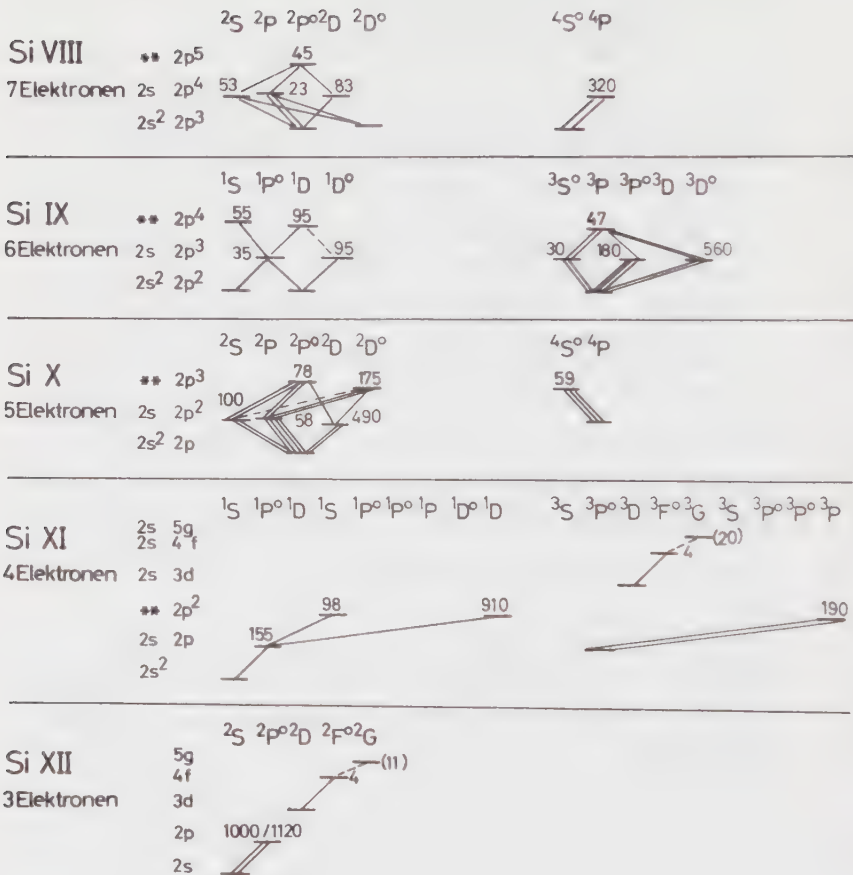
Die zur Verfügung stehende Strahlzeit begrenzte den Umfang der geschilderten Messungen an Sauerstoff. Zwar bietet das relativ breite Nachweisfenster den Vorteil einer Integration über einen beträchtlichen Abschnitt der Zerfallskurve, doch selbst damit sind während eines Strahlzeittages - mit Justierung, Beschleunigerproblemen usw. - nur etwa 12 - 15 Zerfallskurven aufzunehmen. Mehrfache Nachmessungen derselben Übergänge, eingehende Untersuchung, eventuell abschnittsweise, von nahe beieinander liegenden Linien sind sehr zeitaufwendig. Manche Messungen werden vor dem geplanten Abschluß durch Folienrisse beeinträchtigt. Das Meßprogramm wurde daher zugunsten der Messungen an Silizium (s. Abschnitt V.4) eingestellt.

V.4 Messungen an Silizium-Ionen

V.4.1 Termschemata, erwartete Kaskaden

Das Schwergewicht der vorliegenden Messungen liegt auf der Untersuchung des zeitlichen Verhaltens der $\Delta n=0$ - Übergänge in der $n=2$ - Schale der Ionen Si VIII - Si XII, die bei 20 MeV Einschußenergie nach Durchgang von Silizium-Ionen durch Kohlenstoff-Folien zu beobachten sind. Die Termwerte und Konfigurationen der beteiligten Zustände sind aus anderen Messungen (u.a. Fe 42, Fe 48, Fe 70, Fe 71, Fe 71, Ho 70, Fe 70, Ho 71) soweit bekannt, daß aus den Termschemata auf die zu erwartenden Kaskaden geschlossen werden kann. In Figur 27 sind die niedrig liegenden Zustände und die hier untersuchten Übergänge schematisch eingezeichnet.

Die genannten Ionen weisen eine gefüllte K-Schale auf, die nicht am Anregungsprozeß (der hier zu beobachtenden Übergänge) beteiligt ist. Die $1s^2$ -Elektronenkonfiguration ist als Rumpf allen betrachteten Zuständen gemeinsam und wird im folgenden daher nicht mehr aufgeführt. Zusätzlich weisen die untersuchten Ionen 1 (Si XII) bis 5 (Si VIII) Elektronen in der L-Schale ($n=2$) auf. In den Systemen mit 2 und mehr Elektronen außerhalb der K-Schale gibt es in der L-Schale sowohl einfach als auch doppelt angeregte Zustände. Das sind Zustände, in denen zwei Elektronen nicht den energetisch tiefstliegenden Zustand besetzen und die daher nicht durch einen Ein-Elektronen-Übergang in den Grundzustand zerfallen können. In der L-Schale sind nur



Figur 27 : Das vereinfachte Grotrian-Diagramm der niedrig liegenden Zustände der Ionen Si VIII-XII gibt die Elektronenkonfiguration der Zustände (z.B. 2s2p⁴) an, dazu die ausgemessenen Übergänge (—), identifizierte Kaskaden (---) und die gemessenen Lebensdauern (in ps). Doppelt angeregte Zustände sind durch ** gekennzeichnet.

s- und p-Orbitale möglich, die doppelt angeregten Zustände haben daher dieselbe Parität wie die Grundzustände.

Von den vielen erlaubten Übergängen werden in der Sonnenkorona vorwiegend die der niedrig liegenden einfach angeregten Zustände in die Grundzustände beobachtet. Der auf Kaskaden aus doppelt angeregten Zuständen entfallende Intensitätsanteil an diesen Übergängen wird auf nur 1% geschätzt (FloN 75c); doppelt angeregte Zustände werden wegen der geringen Strahlungsdichte und niedrigen Stoßfrequenzen kaum bevölkert.

Bei der Ionenstrahl-Lichtquelle liegen die Verhältnisse anders, dort werden doppelt angeregte Niveaus sehr stark bevölkert. Beim Anregungsprozeß gelten keine Auswahlregeln wie für Strahlungsübergänge (schon für Laborplasmen wird z.B. $\Delta l=3$ bei der Anregung gefunden (Kun71)).

Um Vorausschätzungen über die Bedeutung von Kaskaden für die Auswertung zu machen, müssen die relativen Anregungsquerschnitte beim Foliendurchgang und die Lebensdauern bekannt sein. Für die ersteren gibt es zwar grobe Aussagen wie z.B. eine Besetzung mit n^{-3} (Born'sche Näherung, Experiment dazu u.a. BukB 76), doch ist unklar, ob das ab der K-Schale (voll besetzt) oder ab der ersten teilbesetzten Schale gilt. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten für die l-Unterstufen sind noch schlechter bekannt (Hei 75, Rei 75).

Für Lebensdauern ist die Situation etwas klarer. Zwar

fehlen Angaben über die Lebensdauern der doppelt angeregten Zustände von Si IX und Si VIII, doch folgt aus theoretischen Betrachtungen, daß für die anderen $n=2$ -Zustände (einfach bzw. doppelt angeregt) Lebensdauern im Bereich 20ps - 1ns zu erwarten sind. Die Übergänge aus höheren Schalen ($n=3,4$) erfolgen dagegen viel schneller (einige ps). Übergänge aus noch höher gelegenen Niveaus erreichen zwar den Lebensdauerbereich der untersuchten Zustände, aber die Besetzungswahrscheinlichkeit der Ausgangsniveaus ist gering.

Schnelle Kaskaden (≈ 3 ps) wirken sich wie eine kurzfristige Besetzungszahlerhöhung der niedrig liegenden Zustände aus, die auf Flugstrecken von ca. 0,1mm hinter der Folie erfolgt. In dieser Größenordnung liegt, wenn keine Zusatzbehandlung vorgenommen wird (KnyD 76, San 77), die Ortsungenauigkeit der Folienoberfläche. Solche Kaskaden entziehen sich hier dem experimentellen Nachweis. Nach der raschen Entvölkerung der oberen Niveaus werden also nur noch Zustände in der L-Schale merklich besetzt sein. Der Anfangsvorgang wird im weiteren nicht mehr berücksichtigt.

Unter dieser Prämisse lassen sich die Abklingkurven aller Spektrallinien durch maximal 3 Komponenten (Exponentialfunktionen) beschreiben. Beispielsweise wird der Übergang Si X ($2s^2 2p^2 2p_{1/2}^0 - 2s 2p^2 2s_{1/2}$) durch die Zerfallskonstante des oberen Zustandes und die der Kaskaden von den beiden höhergelegenen Zuständen $2p^3 2p^0$ und $2p^3 2d^0$ hinreichend beschrieben. Für die Beschreibung des Zerfalls jedes der doppelt angeregten Zustände genügt eine einzel-

ne Exponentialfunktion, sofern nicht metastabile Niveaus (z.B. Si XI $2s3p\ ^3P$) in höheren Schalen langsame Kaskaden hervorrufen.

V.4.2 Meßergebnisse

Die meisten der Lebensdauermessungen an Silizium sind mit der alten Meßkammer durchgeführt worden, ihre Ergebnisse sind bereits veröffentlicht (Träh 77b). Mit der neuen Meßkammer, die wegen des größeren Raumwinkels die Untersuchung schwächerer Linien ermöglicht und außerdem eine bessere Zeitauflösung gestattet, wurden anschließend eine Reihe ergänzender Messungen - vor allem an Si VIII - und zusätzliche Kontrollmessungen vorgenommen.

Die Ergebnisse sämtlicher Messungen sind in Tabelle 7, nach Ionisationsstufen und Ausgangszuständen geordnet, wiedergegeben. Die Tabelle umfaßt alle $n=2$ -Zustände der Ionen Si VIII-XII, allerdings sind die Lebensdauerdaten aus verschiedenen Gründen unterschiedlich genau. Eine Diskussion der Meßfehlerschranken erfolgt in Abschnitt V.5.3 am Beispiel der Si X-Daten.

Den experimentellen Ergebnissen sind die theoretischen Voraussagen gegenübergestellt. Offensichtlich ist in den meisten Fällen eine Übereinstimmung des Experiments mit jeweils wenigstens einer Berechnung festzustellen, eine eingehendere Betrachtung folgt in Abschnitt V.6.

Zwar gibt es Silizium-Lebensdauermessungen an astrophysikalisch interessanten VUV-Übergängen niedrig ionisier-

ter Siliziumatome (LivB 76: Si III,IV,LivK 76: Si II - V, LivG 76: Si II,III) und an speziellen Übergängen sehr hoch ionisierter Siliziumatome im Röntgenbereich (MarS 70a : Si XIII,MarS 70b: Si XIV,VarC 76: Si XIII,HasT 75: Si XII, TräS 78:Si XII,XIII),doch zu den hier untersuchten Ionisationsstufen fehlen experimentelle Vergleichsdaten.

Tabelle 7 : Ergebnisse der Lebensdauermessungen an hochionisierten Siliziumatomen

Erläuterungen :Die Angaben der Lebensdauerkomponenten sind so geordnet,daß jeweils die Lebensdauer des Ausgangszustandes an erster Stelle steht,nur auf diese Angabe beziehen sich die theoretischen Vergleichswerte.

b Blending,Zusammenfallen der untersuchten mit einer anderen,deren laufende Nummer ist angegeben;

w sehr schwache Linie,Messung nicht oder nur ungenau möglich;ng Linie eines Multipletts, die aus Zeitgründen oder wegen experimenteller Schwierigkeiten nicht ausgemessen wurde

Quellenangaben : W (WieS 69), NB (NicB 73), Sm (SmíW 71), D (DanT 76), Sh (Sha 71), F (FloN 75), CA Coulomb-Näherung nach (BatD 49), M (MarW 76)

Weitere Angaben zu bestimmten Übergängen finden sich in Abschnitt V.5.

lfd. Nr.	Ion Wellenlänge /nm	Konfiguration Übergang	Lebensdauer/ps		Anmerkung
			diese Arbeit	Theorie	
<u>Si VIII</u>					
$2s2p^4-2p^5$ Dublett					
1	25,279	$2D_{3/2}^o - 2P_{1/2}^o$	45 ± 5 460 ± 100 (w)	-	b 57
2	25,653	$2D_{5/2}^o - 2P_{3/2}^o$			
3	33,843	$2P_{3/2}^o - 2P_{1/2}^o$			
4	34,349	$2P_{1/2}^o - 2P_{1/2}^o$			b 41
5	34,510	$2P_{3/2}^o - 2P_{3/2}^o$			
6	35,038	$2P_{1/2}^o - 2P_{3/2}^o$			b 42,43
7	31,01	$2S_{1/2}^o - 2P_{1/2}^o$			w, ng
8	31,67	$2S_{1/2}^o - 2P_{3/2}^o$			b 23
$2s^22p^3-2s2p^4$ Dublett					
9	22,961	$2D_{3/2}^o - 2S_{1/2}^o$	53 ± 4 180 ± 30 (w)	$41,7$ W $52,1$ NB	
10	25,045	$2P_{1/2}^o - 2S_{1/2}^o$			
11	25,079	$2P_{3/2}^o - 2S_{1/2}^o$			
12	21,4756	$2D_{3/2}^o - 2P_{1/2}^o$	23 ± 3 45 ± 5	19 W $23,6$ NB	ng
13	21,6800	$2D_{3/2}^o - 2P_{3/2}^o$			
14	21,6918	$2D_{5/2}^o - 2P_{3/2}^o$			w
15	23,3159	$2P_{3/2}^o - 2P_{1/2}^o$			
16	23,5221	$2P_{1/2}^o - 2P_{3/2}^o$			
17	23,5563	$2P_{3/2}^o - 2P_{3/2}^o$			
18	27,6839	$2D_{3/2}^o - 2D_{3/2}^o$	83 ± 8 99 NB		b 55
19	27,7054	$2D_{5/2}^o - 2D_{3/2}^o$			
20	30,765	$2P_{1/2}^o - 2D_{3/2}^o$			
21	30,826	$2P_{3/2}^o - 2D_{5/2}^o$			

Si VIII		$2s^2 2p^3 - 2s 2p^4$ Quartett				
22	31,431	$4s_{3/2}^o - 4p_{1/2}$	} 320 $\pm$ 30	204 W	ng	
23	31,6202	$4s_{3/2}^o - 4p_{3/2}$			b 8	
24	31,9829	$4s_{3/2}^o - 4p_{5/2}$		270 NBa		
Si IX		$2s 2p^3 - 2p^4$ Singulett				
25	30,585	$1p_1^o - 1s_0$	55 $\pm$ 10	-		
26	35,829	$1d_2^o - 1d_2$	} 95 $\pm$ 10	-	b 47,65	
27	44,103	$1p_1^o - 1d_2$				
		$2s^2 2p^2 - 2s 2p^3$ Singulett				
28	22,73	$1d_2 - 1p_1^o$	35 $\pm$ 5	31,6 W	b 37	
29	25,975	$1s_0 - 1p_1^o$	} 55/95	34 Sm	Kaskaden	
				35 NB	nicht getrennt	
30	25,81	$1d_2 - 1d_2^o$	95 $\pm$ 8	50 W	b 31,58	
				96,4 NB.		
		$2s 2p^3 - 2p^4$ Triplett				
31	25,836	$3d_2^o - 3p_2$	} 47 $\pm$ 4	-	b 30,58	
32	26,141	$3d_3^o - 3p_2$			b 59	
33	29,832	$3p_2^o - 3p_1$				
34	43,037	$3s_1^o - 3p_1$				
35	43,894	$3s_1^o - 3p_2$				
		$2s^2 2p^2 - 2s 2p^3$ Triplett				
36	22,503	$3p_1 - 3s_1^o$	30 $\pm$ 5	25,6 W		
37	22,70	$3p_0 - 3s_1^o$	47 $\pm$ 4	27,2 NB	b 28	
38	29,063	$3p_0 - 3p_1^o$	180 $\pm$ 20	143 W		
39	29,26	$3p_1 - 3p_2^o$	47 $\pm$ 4	136 Sm	b 64	
40	29,612	$3p_2 - 3p_{1,2}^o$		189 NB		
41	34,510	$3p_1 - 3d_2^o$	560 $\pm$ 40	357 W	b 5	
42	34,978	$3p_2 - 3d_2^o$	47 $\pm$ 4	373 Sm		
43	34,996	$3p_2 - 3d_3^o$		455 NB	b 6	

	Si X	$2s2p^2 - 2p^3$	Dublett			
44	27,811	$\left. \begin{array}{l} 2D_{3/2} - 2P_{3/2}^o \\ 2D_{3/2} - 2P_{1/2}^o \\ 2S_{1/2} - 2P_{3/2}^o \\ 2S_{1/2} - 2P_{1/2}^o \\ 2P_{1/2} - 2P_{1/2}^o \\ 2P_{3/2} - 2P_{3/2}^o \end{array} \right\}$	78 $\pm$ 5	70 W 79,2 D	b Si VII $\lambda=27,845\text{nm}$ b 26,65	
45	27,861					
46	35,747					
47	35,830					
48	38,957					
49	39,471					
50	34,767	$\left. \begin{array}{l} 2D_{3/2,5/2} \\ - 2D_{3/2,5/2}^o \\ 2P_{1/2} - 2D_{3/2}^o \\ 2P_{3/2} - 2D_{5/2}^o \\ 2P_{3/2} - 2D_{3/2}^o \end{array} \right\}$	175 $\pm$ 10	167 W 166 Sh 180 Sm 182 D	b 60	
51	53,944					
52	55,120					
53	55,132					
		$2s^22p - 2s2p^2$	Dublett			
54	27,199	$\left. \begin{array}{l} 2P_{1/2}^o - 2S_{1/2} \\ 2P_{3/2}^o - 2S_{1/2} \end{array} \right\}$	100 $\pm$ 8 78 $\pm$ 5 175 $\pm$ 10	103 W 99,3 Sh 112 Sm 118 NB 96,5 F 108 D	b 18,19	
55	27,726					
56	25,377	$\left. \begin{array}{l} 2P_{1/2}^o - 2P_{3/2} \\ 2P_{1/2}^o - 2P_{1/2} \\ 2P_{3/2}^o - 2P_{3/2} \\ 2P_{3/2}^o - 2P_{1/2} \\ 2P_{1/2}^o - 2D_{3/2} \\ 2P_{3/2}^o - 2D_{3/2} \\ - 2D_{5/2} \end{array} \right\}$	58 $\pm$ 5 78 $\pm$ 5 175 $\pm$ 10	55,6 W 58,6 F 56,1 Sh 59,5 NB 58,4 D 435 W 423/454 F 460/488 Sh 476 NB 486 D 545 Sm	b 2 b 30,31 b 32 b 50	
57	25,637					
58	25,836					
59	26,104					
60	34,743					
61	35,607					

Si X		2s2p ² - 2p ³	Quartett		
62	28,716	$4p_{1/2} - 4s_{3/2}^o$	} 59 ± 4	58,8 W	
63	28,9186	$4p_{3/2} - 4s_{3/2}^o$		61,5 Sm	
64	29,222	$4p_{5/2} - 4s_{3/2}^o$		59,7 F	63 D
Si XI		2s2p - 2p ²	Singulett		
65	35,829	$1p_1^o - 1s_0$	98 ± 8	100 W	b 69
				105 NB	
				108 Sm	
66	60,414	$1p_1^o - 1d_2$	910 ± 50	900 W	
				1040 NB	
		2s ² - 2s2p	Singulett		
67	30,331	$1s_0 - 1p_1^o$	155 ± 10	156 W	
			98 ± 8	170 NB	
			910 ± 50		
		2s3d - 2s4f	Triplet		
68	14,750	$3d_{1,2,3} - 3f_{2,3,4}^o$	4,3 +1,5 -1	4,8 CA	
			20 ± 5	16 CA (5g)	
			50 ± 15	42 CA (6h)	
		2s2p - 2p ²	Triplet		
69	35,863	$3p_1^o - 3p_2$	} 190 ± 15 196 W	ng	b 65
70	36,141	$3p_0^o - 3p_1$		ng	
71	36,450	$3p_1^o - 3p_1$		ng	
72	36,542	$3p_2^o - 3p_2$		400 ± 50 178 Sm	Kaskade von 2s3p 700ps (Nus 72)
73	36,828	$3p_1^o - 3p_0$		ng	
74	37,148	$3p_2^o - 3p_1$			
Si XII		3d - 4f	Dublett		
75	12,996	$2d_{3/2,5/2} - 2f_{5/2,7/2}^o$	4 + 2 - 1	3,5 CA	
			11 ± 1	11 CA (5g)	
			40 ± 10	29 CA (6h)	

	Si XII	2s	-2p	Dublett		
76	49,937	$2s_{1/2}$	-	$2p_{3/2}^o$	1120 ± 80	1165 W,M
77	52,066	$2s_{1/2}$	-	$2p_{1/2}^o$	1000 ± 80	1025 W,M
	Zuordnung nicht bekannt					
78	33,204				35 ± 5	
79	56,61				60 ± 15	

V.5 Diskussion der Ergebnisse

V.5.1 Si VIII

Die Linien von Si VIII treten im Spektrum eines folienangeregten 20 MeV-Ionenstrahls wegen des geringen Anteils 7fach geladener Ionen nur schwach in Erscheinung. Vier Linien anderer Ionisationsstufen des Siliziums fallen jedoch mit Si VIII-Linien im Spektrum zusammen. Es ist daher nützlich, auch die Übergänge dieses Ions zu untersuchen, um Klarheit über die Beeinflussung der Meßkurven zu schaffen.

Wegen einer größeren Reparatur am Beschleuniger stand in der Anlaufzeit danach nicht die volle Terminalspannung von 4 MV zur Verfügung. Zwar läßt sich auch mit geringerer Spannung eine Ionenenergie von 20 MeV erreichen, indem nämlich statt der üblicherweise ausgenutzten Si^{4+} -Ionen ein höherer Ladungszustand ausgewählt wird, allerdings auf Kosten der Strahlstromstärke; hier wurde die Gelegenheit genutzt, um bei niedrigerer Energie (16 MeV) niedrigere Ladungszustände zu untersuchen, vor allem die Übergänge im Si VIII-Termsystem.

Zu den Lebensdauern der doppelt angeregten Si VIII-Zustände liegen keine Berechnungen vor. Die Messung gestaltet sich schwierig, weil (s. Tab. 7) von 8 Übergängen aus dem $2p^5 2p^0$ -Zustand 4 mit anderen Zerfällen im Spektrum zusammenfallen. Die Wellenlängen der Übergänge $2s - 2p^0$ sind aus dem Term-schema (BasS 75) abgeleitet. Der Übergang mit $\lambda = 31,01 \text{ nm}$ ist zu schwach für eine Lebensdauerermessung, der andere läßt sich durch mehrere Lebensdauerermessungen im Profil der $\lambda = 31,64 \text{ nm}$ - Linie von dem Si VIII $4s^0 - 4p$ bei $\lambda = 31,62 \text{ nm}$ abtrennen. Die 4 Messungen bei $\lambda = 25,28 \text{ nm}/33,84 \text{ nm}/34,35 \text{ nm}/31,67 \text{ nm}$ ergeben gut übereinstimmende Daten und lassen sich am besten mit zwei Exponentialfunktionen anpassen. Wegen der ungünstigen Zählstatistik ist ein systematischer Fehler nicht auszuschließen, der eine langlebige Kaskade vortäuscht. Die Anpassung nur einer Exponentialfunktion ergibt eine Lebensdauer der Größenordnung 70 - 80 ps.

Wenn die Kaskade jedoch real ist - die bessere Anpassung spricht dafür - dann deutet sie auf das Vorhandensein metastabiler Zustände im Si VIII-Termsystem hin. Sicherlich sind Zustände der Konfiguration $2s^2 2p^2 3p$ langlebig, denn sie haben die gleiche Parität wie der Grundzustand, allerdings auch wie der doppelt angeregte Zustand, weshalb sie als Ursache der langsamen Kaskade hier ausscheiden. Über die Zerfallsdauern der Zustände mit der Konfiguration $2p^4 3s$, die aus Energie- und Paritätsgründen infrage käme, ist nichts bekannt.

Die einfach angeregten Si VIII-Niveaus zeigen Zerfallskonstanten, die mit den erwarteten Werten übereinstimmen. Der

Zerfall des $2s2p^4\ ^2D$ -Zustandes ($\tau = 83\text{ps}$) kann nur an der $\lambda = 30,79\text{nm}$ -Linie ausgemessen werden, denn für den anderen Übergang ($\lambda = 27,69\text{nm}$) ergibt sich eine Überlagerung mit einer Linie annähernd gleicher Zerfallszeit ($\text{Si X } 2s2p^2\ ^2S$, $\tau \approx 100\text{ps}$). Der Wert $\tau = 83\text{ps}$ kann durch die nicht abgetrennte Beimischung der erwarteten 45ps-Kaskade verfälscht sein. Ein Widerspruch zum berechneten Wert 99ps ist daraus nicht abzuleiten.

Ebenso bedeutet der Wert $\tau \approx 320\text{ps}$ für zwei der Quartett-Übergänge wegen der geringen Zählraten keinen Widerspruch zum Wert 270ps (NicB 73), schließt aber den Wert 204ps aus.

Die Linie mit $\lambda = 21,69\text{nm}$ ist die einzige des Typs $n=2, \Delta n=0$ des Silizium, für deren Anpassung zusätzlich zum trapezartigen Nachweisfenster eine Überlagerung mit der Reflektivitätskurve erforderlich ist. Alle anderen Übergänge dieses Typs (bis auf die nicht ausgemessene Si VIII-Linie bei $\lambda = 21,47\text{nm}$) weisen höhere Wellenlängen auf.

V.5.2 Si IX

Ebenso wie für Si VIII fehlen auch für die doppelt angeregten Zustände des Si IX theoretische Voraussagen der Lebensdauerwerte. Die entsprechenden Singulett-Übergänge sind schwach und daher ungünstig auszumessen. Die Abklingkurve der $\lambda = 30,585\text{nm}$ -Linie, die nach (Faw 75) den Zerfall des $2p^4\ ^1S$ -Zustands beschreibt, weist auf eine Lebensdauer von 55ps hin. Nach dem Termschema in (BasS 75) wäre als Übergang eine Linie mit $\lambda = 56,61\text{nm}$ zu erwarten, die Autoren beziehen sich allerdings fälschlich auf eine ältere Arbeit (Faw 70).

An der genannten Stelle des Spektrums liegt tatsächlich eine Linie, deren Abklingen auf eine Lebensdauer von 60ps hinweist, allerdings ist die Zuordnung dieser Linie nicht bekannt, denn die Struktur des Termsystems spricht zugunsten der zuerst genannten Klassifizierung.

Der Zerfall des doppelt angeregten Triplett-Zustands ist an mehreren Linien gut zu messen. Die Stärke der Linie verhilft zu guter statistischer Sicherheit der Messungen. Dieselbe Lebensdauer, die die Übergänge in die einfach angeregten Zustände aufweisen, macht sich als Komponente bei deren Zerfall bemerkbar. Wenn die Kaskadenzeitkonstante kleiner ist als die des nachbevölkerten Zustands, spricht man von einer Growing-in-Kaskade, die anfänglich die Steigung der Folgezerfallskurve vermindert und sogar zu einem zeitweisen Anwachsen der Besetzung des nachgefüllten Zustands, also einem Anstieg der Abklingkurve, führen kann.

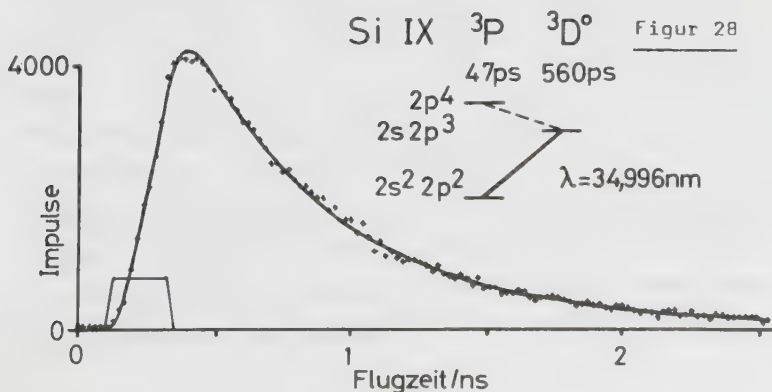
Für den $2s2p\ ^3\ ^3S^o$ -Zustand bedeutet die 47ps-Kaskade eine langsamere Nachfüllung als Entleerung. Die Zerfallskomponenten unterscheiden sich allerdings nur relativ wenig und sind daher nicht eindeutig voneinander zu trennen. Eine Lösungsmöglichkeit besteht darin, im Anpassungsverfahren die Lebensdauer der Kaskade nicht mitzuvariieren. Das Ergebnis ist zwar mit einem größeren Fehler behaftet als in den Fällen deutlich unterschiedlicher Komponenten, liegt aber nicht weit vom erwarteten Wert.

Eine der Linien, die vom $^3S^o$ -Niveau ausgehen, fällt mit einer Linie des Singulett-Systems zusammen ($\lambda = 22,70/22,73\text{nm}$). Diese Doppellinie enthält Hauptkomponenten, deren Zerfalls-

zeiten sich kaum voneinander unterscheiden (30/35ps), auch die Kaskaden (47,55,95ps) sind nicht zu trennen. Selbst Messungen auf den Flanken des gemeinsamen Linienprofils reichen zur vollständigen Unterdrückung der jeweils unerwünschten Beiträge nicht aus. Diese Doppellinie kann also nur bei genügend guter spektraler Auflösung zufriedenstellend analysiert werden. Hier muß sich die genaue Auswertung auf die anderen von denselben Zuständen ausgehenden Übergänge ($\lambda=25,975/25,033\text{nm}$) beschränken.

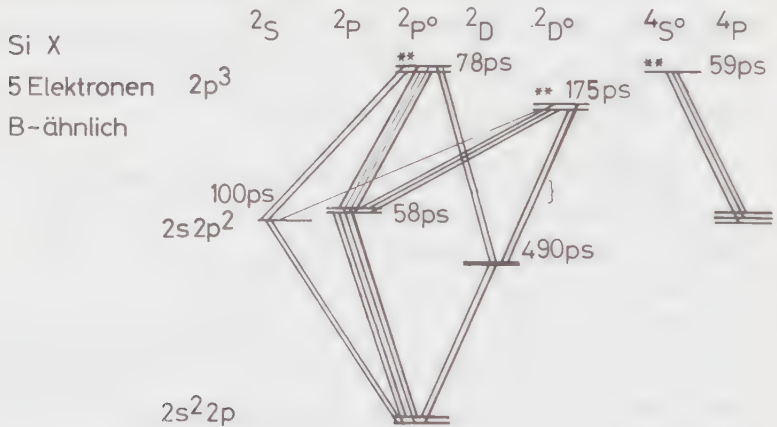
Die Lebensdauer der $2s2p^3\ ^3P^0$ -Zustände wurde zunächst als $\tau=140\text{ps}$ ermittelt. Kontrollmessungen mit der neuen Kammer lassen nun den Wert $\tau=180\text{ps}$ als zutreffender erscheinen.

Die Abklingkurve der $2s2p^3\ ^3D^0$ -Zustände weist zwar deutlich (Figur 28) auf eine Growing-in-Kaskade hin - wie oben erläutert - aber auch die Berücksichtigung der starken 47ps-Kaskade ändert nichts daran, daß hier eine Abweichung des Meßwertes ($\tau=560\text{ps}$) vom theoretisch berechneten Wert (455ps) vorliegt, die den Meßfehlerbereich deutlich überschreitet.



V.5.3 Si X

An den Übergängen im Si X $n=2$ Dublett-Termsystem (Figur 29) sollen die Auswertungsprobleme und die auftretenden Kaskadenkombinationen ausführlicher erläutert werden.



Figur 29 : Übergänge in der $n=2$ -Schale des Si X

Alle Übergänge werden im Wellenlängenspektrum beobachtet, die dicker gezeichneten wurden zu Lebensdauermessungen benutzt. Die gemessenen Lebensdauern sind an den Zuständen angegeben. Doppelt angeregte Zustände sind gekennzeichnet(**).

Die Zerfälle der doppelt angeregten Zustände sind problemlos durch einzelne Exponentialfunktionen anzupassen. Durch Mittelung der Ergebnisse der Auswertung der Einzelkurven ergeben sich die in Tabelle 7 angeführten Daten. Es liegen sowohl Messungen mit kleinen Schrittweiten (Zeitauflösung) als auch solche mit großen Schrittweiten (Kaskadenerkennung)

vor, sie liefern übereinstimmende Werte für die Lebensdauern der Zustände. Zusätzlich werden die Ergebnisse der Kaskadenanalyse für Zerfälle niedriger liegender Zustände zum Vergleich herangezogen.

Im folgenden werden mögliche Fehlerquellen diskutiert: Relativistische Effekte sind für die Lebensdauern bei Fluggeschwindigkeiten von $v/c \approx 3\%$ unwesentlich. Ebenso wird eine Korrektur der Fluggeschwindigkeit der Ionen infolge des Energieverlustes in der Anregungsfolie (ca. 1% , also $\Delta v/v \approx 0,5\%$) vernachlässigt. Weit größere Unsicherheiten ergeben sich aus der Zählstatistik und der Komplexität der Zerfallskurven.

An Messungen mit geringen Zählraten lassen sich, der großen Streuung wegen, unterschiedliche synthetische Kurven anpassen, allerdings mit wenig Aussagekraft. Andererseits erfordern Messungen mit geringer Streuung sehr viel Meßzeit und verlieren ihren Wert, wenn sie wegen Veränderungen der Folie vorzeitig abgebrochen werden müssen. Manchmal zeigt erst die Auswertung, daß sich während einer Messung die Folieneigenschaften verändert haben. Zudem treten bei guter Statistik die Abweichungen des realen Nachweisfensters vom Modellfenster in Erscheinung und beeinträchtigen die Konvergenz des Auswertungsverfahrens. In der Regel entsprechen die Meßkurven, die während zwei Stunden, der durchschnittlichen Folienlebensdauer, aufgezeichnet werden, einem Kompromiß beider Alternativen.

Die Ergebnisse der Anpassung können von der Wahl der Startparameter abhängen. Der daraus folgende Bereich des Minimums der χ^2 -Hyperfläche ist bei der Fehlerangabe zu berücksichtigen. Es geht also neben der Reproduzierbarkeit der Messung die Reproduzierbarkeit der Auswertung in das Ergebnis ein. Wiederholungen der Messungen, die zu schwierig auszuwertenden Kurven führten, zeigen eine gute Reproduzierbarkeit der Meßkurven. Das Problem liegt also in der Auswertung. Im Falle der doppelt angeregten Si X-Zustände ist die Auswertung einfach. Unter Berücksichtigung der genannten Einflüsse liegt der Fehler unter 6%.

Die Lebensdauern der einfach angeregten Zustände sind erheblich schwieriger festzulegen:

1) Die Lebensdauer der $2s2p^2\ ^2P$ -Zustände ($\tau=58ps$) unterscheidet sich nur wenig von der der $^2P^o$ -Kaskade ($\tau=78ps$). Von den vier auftretenden Übergängen in die Grundzustände fällt nur die Linie mit $\lambda=25,377nm$ nicht mit anderen Linien zusammen, auf sie stützt sich deshalb die Auswertung am meisten (die $\lambda=25,637nm$ -Linie ist wenig gestört). Während in der Abklingkurve die langsame $^2D^o$ -Kaskade ($\tau=175ps$) leicht abzutrennen ist, gelingt dies kaum für die beiden schnellen Komponenten. Durch Probieren läßt sich jedoch erkennen, welcher Wertebereich für die 2P -Lebensdauer zu sinnvollen Anpassungen führt.

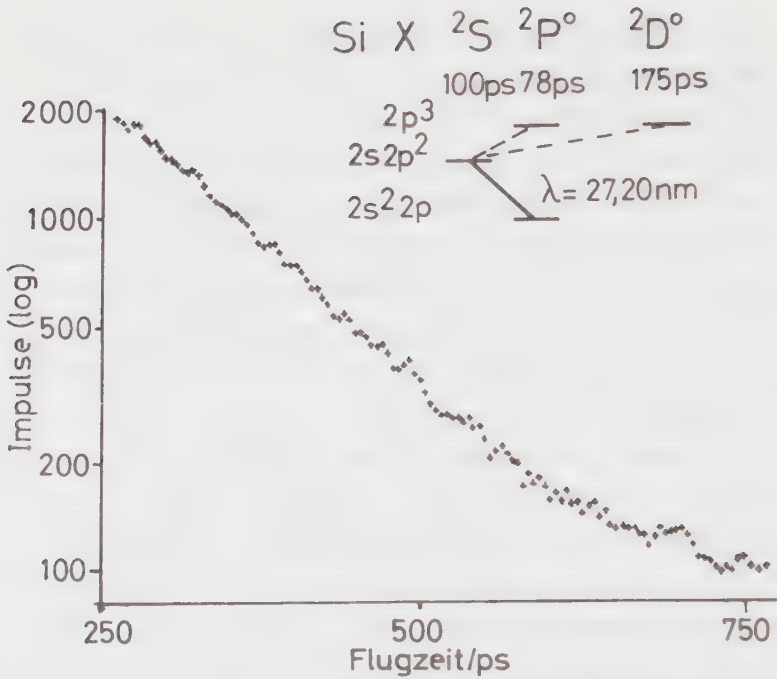
Eine sinnvolle Anpassung muß neben den Zerfallskonstanten auch Anfangsamplituden der Zerfallskomponenten liefern, die

mit dem untersuchten System verträglich erscheinen. Aus den Amplituden läßt sich (s. Gleichungen 14-17 in Abschnitt V.2) auf die Anfangsbesetzungszahlen der beteiligten Zustände schließen. Die Amplituden der Komponenten der Abklingkurve der Linie $\lambda=25,377\text{nm}$ stehen im Verhältnis 3:1:1 zueinander. Daraus und aus den Lebensdauern folgen partielle (Verzweigungsverhältnisse sind nicht bekannt) Anfangsbesetzungszahlen im Verhältnis 3 : 0,3 : 2. Die Fehler dieser Werte sind sicherlich groß, aber die Werte lassen dennoch mehrere Schlüsse zu:

a) Die doppelt angeregten Zustände sind anfangs ähnlich stark besetzt wie die einfach angeregten (wird an einem einfacher auszuwertenden Beispiel des Si XI bestätigt).

b) Es erfolgt eine starke Nachfüllung der ^2P -Zustände von den $^2\text{D}^0$ -Niveaus aus. Besonders der Ausgangszustand der $\lambda=25,377\text{nm}$ -Linie, das Niveau $^2\text{P}_{3/2}$, ist davon betroffen, weil beide $^2\text{D}^0_{3/2,5/2}$ -Unterzustände mitwirken; das andere ($^2\text{P}_{1/2}$) Niveau kann nur vom statistisch weniger stark besetzten $^2\text{D}^0_{3/2}$ -Zustand nachbevölkert werden. Für die doppelt angeregten $^2\text{P}^0$ -Zustände lassen die Auswahlregeln Übergänge in alle einfach angeregten Zustände (abgesehen von $^2\text{D}_{5/2}-^2\text{P}^0_{1/2}$) zu, der auf den betrachteten Zerfallsweg entfallende Besetzungszahlanteil ist daher gering.

2) Die Lebensdauer des $2s2p^2\ ^2\text{S}_{1/2}$ -Zustands liegt zwischen denen den Kaskaden. Eine halblogarithmische Auftragung des abfallenden Teils einer Meßkurve ($\lambda=27,20\text{nm}$) (Figur 30)



Figur 30 : Halblogarithmische Darstellung des abfallenden Teils einer Meßkurve (ab $t_{\frac{1}{3}}$ in Figur 21)
 Die Breite der Fensterflanke entspricht 3 Meßpunkten.

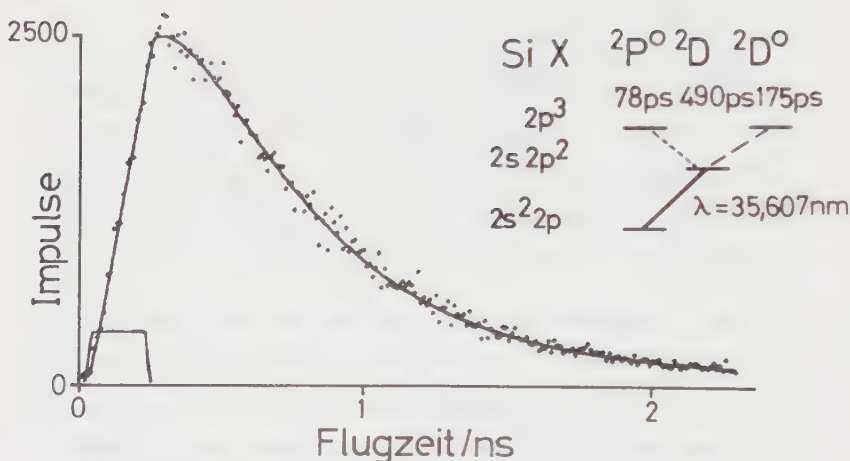
legt die Vermutung nahe, eine Anpassung mit nur einer Exponentialfunktion werde ausreichen; sie liefert eine Lebensdauer von 120ps. Das ist mit einigen Berechnungen gut verträglich.

Bei genauerem Hinsehen stellt man jedoch eine kleine Abweichung von der Geraden (in halblogarithmischer Darstellung) in der Nähe des Kurvenmaximums fest. Diese Abweichung hält länger an, als es der Breite der Nachweisfensterflanke (ca.

3 Kanäle) entspricht. Die erwartete Growing-in-Kaskade (78ps) sollte sich so zeigen und außerdem bewirken, daß bei Anpassung nur einer Exponentialfunktion deren Zeitkonstante zu groß wird. Die gleiche Folge ergibt sich bei Nichtberücksichtigung der langsameren Kaskade (175ps). Die gesuchte 2S -Lebensdauer muß also niedriger als 120ps sein.

Die beste Anpassung mit drei Exponentialfunktionen wird mit dem Wert $\tau = 100ps$ für die Hauptkomponente erreicht, allerdings ist das χ^2 -Hyperflächenminimum flach und ließe auch $\tau = 105ps$ ähnlich gut gelten. Das Verhältnis der Anfangsamplituden der drei Komponenten wie 30 (100ps):15(78ps):1 (175ps) spiegelt die Besetzungs- und Verzweigungsverhältnisse wieder: Die Beteiligung der doppelt angeregten $^2p^o$ -Zustände wirkt sich weit stärker aus als die des $^2D^o_{3/2}$ -Zustands; die Mitwirkung des letzteren wird durch das Auftreten der entsprechenden Spektrallinie bei $\lambda = 48,123nm$ bezeugt.

3) Relativ einfach gestaltet sich die Untersuchung des Abklingens der Besetzung des $2s2p^2 \ ^2D$ -Zustands. Der eine Übergang (in das $2s^22p \ ^2p^o_{1/2}$ -Niveau) fällt wellenlängenmäßig mit der Kaskade $2s2p^2 \ ^2D - 2p^3 \ ^2D^o$ zusammen, der andere (Figur 31) ergibt, mit nur einer Exponentialfunktion angepaßt, $\tau = 600ps$. Läßt man zwei Exponentialfunktionen zu, so konvergiert die Anpassung gegen die Werte $\tau_1 = 430ps$ und, als Growing-in-Kaskade, $\tau_2 = 220ps$. Setzt man die Kaskaden-



Figur 31 : Meßkurve und Anpassung mit zwei Exponential-funktionen. Der Anteil der 175ps-Kaskade an der Meßkurve beträgt etwa 20%, die 78ps-Kaskade ist aus dieser Kurve nicht zu ermitteln.

lebensdauer auf den zuvor ermittelten Wert 175ps (die zweite, schnellere Kaskade mit $\tau_3 = 78\text{ps}$ läßt sich hier nicht getrennt behandeln), so ergibt das Rechenprogramm $\tau_1 = 490\text{ps}$ in schöner Übereinstimmung mit den Resultaten der neuesten Berechnungen (DanT 76).

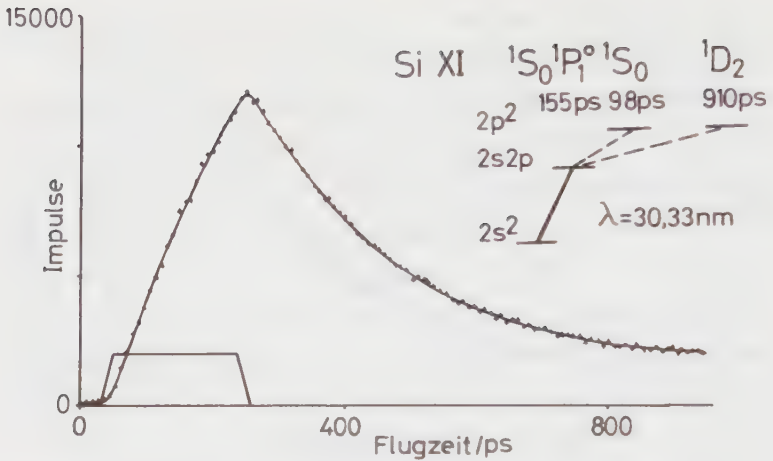
Die beiden Unterzustände $2s2p^2$ $2D_{3/2,5/2}$ liegen so nahe beieinander (Kap. IV.7.3), daß Übergänge in diese Zustände oder aus diesen Zuständen spektroskopisch nicht zu trennen sind. Rechnet man die aus den Übergängen bzw. Berechnungen vermutete geringe Termwertdifferenz in eine Frequenz ν um ($E = h\nu$), so ergibt sich eine Größenordnung von $1/\nu \approx 160\text{ps}$ als Schwingungsdauer eventuell auftretender Quantenbeats.

Zwar vermutet Macek (Mac 76), daß infolge der starken Kaskaden in hochionisierten Atomen möglicherweise vorhandene Ungleichbesetzungen von Unterzuständen - die Voraussetzung für das Auftreten von Quantenbeats - schnell abgebaut werden, doch das Auftreten der Beats ist nicht auszuschließen. Sie würden eine sehr präzise Messung der Feinstrukturaufspaltung der 2D -Niveaus zulassen. Die Zeitauflösung der vorhandenen Apparatur reicht für das Experiment aus. Der hohe Meßzeitaufwand hat allerdings bislang den Versuch verhindert.

Die drei Übergänge im Quartett-System des Si X lassen sich problemlos durch eine einzige Exponentialfunktion anpassen.

V.5.4 Si XI

Das $n=2$ -Termsystem des Si XI ist übersichtlicher als das der zuvor besprochenen Ionen. Eine Abklingkurve des niedrigsten Übergangs im Singulett-System ist ausschnittsweise in Figur 32 gezeigt ($\lambda=30,33\text{nm}$). Aus der Kurvenanalyse ergeben sich genau dieselben Zerfallskonstanten der doppelt angeregten Zustände wie bei der direkten Messung der Kaskadenübergänge ($\lambda=35,83\text{nm}$: Übergewicht der Si XI-Linie gegenüber den Überlagerungen $3:2$; $\lambda=60,414\text{nm}$). Das Verhältnis der Anfangsamplituden $6(155\text{ps}) : 5(98\text{ps}) : 2(910\text{ps})$ führt, da keine Verzweigungen auftreten, auf die relativen Anfangsbesetzungszahlen der drei beteiligten Anregungszustände.



Figur 32 : Um die Genauigkeit der Anpassung zu zeigen, ist nur der erste Abschnitt einer Meßkurve gezeigt, die bis zu 2ns auf der Flugzeitskala reicht.

Deren Verhältnis beträgt etwa

$$1 (2p^2 \ ^1S_0) : 3 (2s2p \ ^1P_1^o) : 5 (2p^2 \ ^1D_2) \ .$$

Das bedeutet, daß die Zustände in der n=2 - Schale (Singulett) unabhängig davon, ob sie einfacher oder doppelter Anregung entsprechen, gemäß $(2L+1)$ statistisch besetzt sind.

Im Triplett-System tritt in der n=2-Schale nur das Übergangsmultiplett $2s2p \ ^3P^o - 2p^2 \ ^3P$ auf. Außer der Abklingzeit des Ausgangszustands ($\tau=190ps$) zeigt sich eine langlebige Kaskade, die vermutlich nicht nur von den Yrast-Zuständen herrührt, sondern auch dem Zerfall des metastabilen Zustands $2s3p \ ^3P$ zuzuschreiben ist. Die Zerfallszeit dieses Zustands läßt sich aus (Nus 72) zu 700ps berechnen.

Die angesprochene Yrast-Kaskade (die Überlagerung der Zerfälle von Zuständen maximalen Drehimpulses) sollte sich beim Zerfall des $2s4f$ -Zustandes nachweisen lassen. Dessen Lebensdauer von etwa 4,5ps ergibt sich aus der Messung ebenso wie die des $2s5g$ -Niveaus ($\tau = 16ps$). Die höheren Zustände sind nicht mehr voneinander getrennt nachzuweisen. Es erscheint möglich, daß die Überlagerung der $2pnl$ -Yrast-Kaskaden mit der erwarteten 700ps-Kaskade eine effektive Kaskadenzeitkonstante von 400ps ergibt.

Die Amplituden der Zerfallskomponenten auf der Yrast-Linie spiegeln zwar grob die Abnahme der Besetzung mit wachsendem n wieder, doch für quantitative Aussagen reicht die Genauigkeit der Amplitudenbestimmung nicht aus, weil die Grenze der mit der Apparatur möglichen Zeitauflösung erreicht ist.

V.5.5 Si XII

Im Termsystem des Si XII finden sich die längst- und kürzestlebigen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Zustände. Die langlebigen sind die beiden $2p^2P^0$ -Niveaus. Sie sind von astrophysikalischem Interesse, weil die Übergänge aus diesen Zuständen in den Grundzustand $2s^2S$ bei vielen Elementen als Indikator für die Anwesenheit des Stoffes in einer Sternatmosphäre (oder einem Plasma) dienen. Die Termwerte der Zustände - isoelektronische Reihe des Lithium I - sind verhältnismäßig genau berechenbar, ebenso die Übergangswahrscheinlichkeiten. Der Unterschied der Lebensdauern bei den Unterzuständen ist allein auf die Feinstrukturaufspaltung zurückzuführen. Eine Messung an beiden Linien ($\lambda = 49,94/$

52,07nm) über mehr als 4,5cm Flugstrecke, das entspricht etwa 4 Zerfallslängen, ergibt Lebensdauerwerte, die um weniger als 4% von den theoretischen Ergebnissen abweichen.

Der Zerfall des $4f\ 2F^0$ -Zustandes ist der schnellste hier untersuchte. Seine erwartete Lebensdauer von 3,5ps liegt an der Grenze des mit diesem Versuchsaufbau meßbaren. Sie ist experimentell - wenn auch mit höherem Fehler als bei den übrigen Messungen - nur zu ermitteln, weil die schnellste Zerfallskomponente auch die höchste Amplitude aufweist. Die Amplitudenverhältnisse führen auf relative Anfangsbesetzungszahlen 7 (4f) : 4 (5g) : 2 (6h), die grob der Erwartung eines n^{-3} -Gesetzes nahekommen, allerdings stellt schon die zweite Kaskade (40ps) die Zusammenfassung mehrerer Komponenten dar.

V.6 Vergleich der Meßergebnisse mit Berechnungen

Für die hier gemessenen Lebensdauern der doppelt angeregten $n=2$ -Zustände von Si VIII und Si IX fehlen Vergleichsdaten. Ein Vergleich der Meßdaten für die übrigen Zustände mit den berechneten Werten zeigt folgende Trends auf:

1) Für die Systeme mit einem oder zwei Elektronen in der L-Schale ($n=2$) stimmen die Ergebnisse von Theorie und Messung sehr gut überein. Während bei den leichten Mitgliedern der Be I-Sequenz nur aufwendige Rechenmethoden wie die von Sinanoğlu (NCMET; SinÖ 68, ÜksS 69, WesS 69 u.a.) und Nicolai-des und Beck (NCMET, FOTOS) zur Übereinstimmung von

Rechnung und Experiment führten (laut Hib 77), treten mit wachsender Kernladungszahl einige der Konfigurationswechselwirkungen in ihrer Bedeutung zurück, denn für Si XI stimmen schon die älteren, von Wiese et al. (WieS 69) gesammelten Daten mit den hier gefundenen Werten überein. Die gute Übereinstimmung von Messung und Theorie gilt auch für die 3- und 4-Elektronen-Systeme des Schwefels (PegF 76a,b, PegF 77, ForP 77).

2) Für Si X liegen wegen der astrophysikalischen Bedeutung der Daten besonders viele theoretische Werte vor. Die Daten streuen trotz verschiedener Berechnungsmethoden in der Regel um weniger als 10% um den jeweiligen Mittelwert und das Ergebnis der Messung, so daß im Rahmen der auch für die Rechnungen zu erwartenden - wenn auch meist nicht angegebenen - Fehler alle Rechnungen mit den hier vorgestellten Ergebnissen verträglich sind. Extremwerte stellen (als Beispiel) die theoretischen Angaben von Wiese für die $2s2p^2$ 2D -Zustände dar : in (WieS 69) werden 435ps als Lebensdauer genannt, aus einer graphischen Ermittlung der Lebensdauern anhand erwarteter Trends der Oszillatorstärken gehen 545ps hervor (SmiW 71).

Im Falle des Si X erweisen sich die Berechnungen von Dankwort und Trefftz (DanT 76,77) (Multi-Configurational-Hartree-Fock (MCHF) mit einem Programm von Froese Fischer) als am besten mit den Meßergebnissen verträglich. Die Autoren weisen darauf hin, wie wesentlich die Zuverlässigkeit der Ergebnisse der Multikonfigurationsrechnungen von der Berücksichtigung bestimmter Konfigurationen abhängen kann, sie führen die abweichenden Ergebnisse anderer Autoren

(bei Benutzung ähnlicher Programme) auf deren weniger sorgfältige Konfigurationsauswahl zurück.

Experimentell unter Berücksichtigung der getrennt meßbaren Kaskadenübergänge bestimmte Lebensdauern der einfach angeregten Zustände zeigen, daß Übereinstimmung mit theoretisch bestimmten Werten herrscht. Die Intensitätsanteile der Übergänge, die auf Kaskaden von doppelt angeregten Zuständen zurückzuführen sind, erreichen - das geht aus den partiellen relativen Anfangsbesetzungszahlen hervor - 20 bis 40 %.

Beide Aussagen widersprechen der Ansicht von Pegg et al. (s.o.). Bei ihren Messungen an Schwefel finden diese Autoren im System des S XII (5 Elektronen wie Si X) Lebensdauern, die um etwa 20% höher als die vorhergesagten liegen. Sie schließen daraus auf Mängel der Theorie für 5-Elektronen-Systeme. Es fällt auf, daß die Autoren angeben, zur Anpassung ihrer Meßkurven genüge in der Regel eine einzige Exponentialfunktion. Das trifft abschnittsweise auch auf die hier gemessenen Abklingkurven zu (s. Fig. 30), doch eine Analyse der vollständigen Meßkurven widerspricht der Annahme eines Ein-Komponenten-Zerfalls. Die nachträgliche Erkenntnis nicht berücksichtigter Kaskadeneinflüsse mag auch zur Zurückziehung der Daten für Silizium (PisJ 76) geführt haben. Aus den hier festgestellten experimentellen Ergebnissen für Si X ist kein Mangel der Theorie zu entnehmen.

3) Anders ist die Situation für Si IX. Neben dem Fehlen von

Daten für die doppelt angeregten Zustände fällt eine Diskrepanz des experimentellen (560ps) und theoretischen (455ps (NicB 73)) Lebensdauerwertes des $2s2p^3\ ^3D^0$ -Zustands auf, zumal in den übrigen Systemen die Rechnungen von Nicolaides und Beck recht zuverlässig zu sein scheinen. Ihre Ergebnisse liegen hier um 30% über den von Wiese genannten Werten (357ps (WieS 69), 373ps (SmiW 71)), doch der gleiche Betrag trennt den Wert noch vom Meßergebnis.

In anderen Fällen bestätigen sich - so vorhanden - die Daten von Nicolaides und Beck. Ein krasses Beispiel dafür ist der $2s2p^3\ ^1D^0$ -Zustand des Si IX, dessen Lebensdauer nach (WieS 69) 50ps, nach (NicB 73) 96,4ps betragen soll, das Experiment liefert $\tau = 95ps$.

4) Für Si VIII treten keine Diskrepanzen zwischen Rechnung und Messung auf, die Daten von Nicolaides und Beck sind wiederum denen früherer Rechnungen (WieS 69) vorzuziehen.

Zusammenfassend wird festgestellt, daß - mit Ausnahme des Zustands $2s2p^3\ ^3D^0$ des Si IX - die modernen Rechenmethoden (MCHF, NCMET, FOTOS) die Lebensdauern von $n=2$ -Zuständen hochionisierter Siliziumatome richtig vorhersagen.

VI Anwendungen der Meßergebnisse

Die absehbaren Anwendungen der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse betreffen vor allem die Fusionsforschung und die Physik der Sonnenkorona.

In der Fusionsforschung steht die Erzeugung eines Fusionsplasmas im Vordergrund. Damit hängt auch die Untersuchung und Klärung möglicher Energieverluste zusammen. Neben direkten Strahlungsverlusten durch γ -Strahlung und das Entweichen von Neutronen wird ein Teil der Energie durch Bremsstrahlung und die Strahlungsabsorption von Verunreinigungen der Reaktionszone entzogen. Die Verunreinigungen beruhen zum Teil auf Verdampfung der Oberflächen, der größte Teil jedoch rührt von der Wechselwirkung der harten Strahlung und des Plasmas mit den Wänden her.

Bei der IAEA rechnet man damit, daß Silizium, das in einigen Wandmaterialien enthalten ist, etwa 1% des gesamten Energieverlustes bewirken wird, etwa gleiche Anteile sollen auf die anderen leichten Elemente (Al, C usw.) entfallen. Atomare Daten für diese Stoffe weisen große Lücken auf; weder sind die EUV-Spektren vollständig bekannt, noch gibt es experimentelle Daten wie z.B. Oszillatorstärken, aus denen sich Absorptionsverluste errechnen lassen. Messungen an Silizium sind typisch für eine Reihe hochionisierter Atome, für Silizium ermittelte Daten lassen sich auf andere Elemente übertragen.

Die vorliegende Arbeit erschließt den Wellenlängenbereich $10\text{nm} < \lambda < 20\text{nm}$ des Siliziumspektrums durch hochauflösende

Messungen. In diesen Bereich fallen Übergänge $n=3-n'=4$ der Ionisationsstufen Si X-XII. Übergänge von $4f$ nach $3d$ -Zuständen der Ionen Si XI und Si XII sind zuerst in Laser-erzeugten Plasmen identifiziert worden. Die Stoßanregung in dichten Laborplasmen ermöglicht also auch das Erreichen solcher Zustände, die sich von den Grundzuständen um mehr als eine Einheit des Bahndrehimpulses unterscheiden. Die Folienanregung führt ebenfalls zu diesen Zuständen. Das bedeutet, daß das nach Folienanregung gemessene Spektrum Strukturen zeigt, wie sie auch im Plasma auftreten, dort aber noch nicht ausgemessen sind. Die Liniendichte im Bereich $10\text{nm} < \lambda < 20\text{nm}$ weist darauf hin, daß auch die Übergänge außerhalb der $n=2$ -Schale für die Energiebilanz wichtig sind.

Der Anteil der Grundzustandsübergänge an der Absorption überwiegt den der Übergänge zwischen angeregten Zuständen.

Will man die Absorptionswirkung von Übergängen quantitativ erfassen, benötigt man dazu die Oszillatorstärken. Aus den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Lebensdauern lassen sich deren Werte bei Kenntnis der Verzweigungsverhältnisse ausrechnen.

Für die Physik der Sonnenkorona ergeben sich andere Akzente der Anwendung der hier vorgelegten Daten. Dazu soll kurz auf die Unterschiede zwischen Laborplasma und Koronaplasma eingegangen werden.

Oberhalb der Sonnenoberfläche gibt es mehrere Plasmaschichten, die sich durch Dichte, Temperatur und damit Strahlungs-

eigenschaften voneinander unterscheiden. Zum Beispiel steigt von der Chromosphäre zur Korona hin in einer Höhe von etwa 20000 km die Temperatur von $3 \cdot 10^4 \text{ K}$ auf etwa $3 \cdot 10^5 \text{ K}$ an (LouN 74, ReeH 77). Von dort aus verlangsamt sich der Temperaturanstieg. Entsprechend den Temperaturen stellen sich bestimmte Gleichgewichte zwischen den Ionisationszuständen der vorkommenden Teilchen ein. So dominieren zum Beispiel im Bereich $2 \cdot 10^4 \text{ km} < h < 10^5 \text{ km}$ ($T = 1,6 \cdot 10^6 \text{ K} - 2 \cdot 10^6 \text{ K}$) von Silizium die Ionen Si X - XII (Jor 69). Das heißt, daß das Licht dieser Ionen vorzugsweise Informationen über diese Schicht wiedergibt. Andere Ionen anderer Elemente dienen als Indikatoren für andere Bereiche der Sonnenatmosphäre.

Die Strahlung der hochionisierten Atome liegt im EUV-Bereich des Spektrums und wird von der Erdatmosphäre absorbiert. Spektren des Korona-Lichts lassen sich deshalb erst aufzeichnen, seit Spektrometer mit Raketen die Atmosphäre verlassen können.

Während alle $n=2, \Delta n=0$ -Grundzustandsübergänge der Si-Ionen im Koronaspektrum auftreten (u.a. BehC 76), zeigen die in dieser Arbeit vorgelegten Messungen, daß für die noch nicht zugeordneten Korona-Linien das Silizium als Zuordnung ausscheidet. Insbesondere zeigen die hochauflösenden Messungen des Wellenlängenbereichs $10 \text{ nm} < \lambda < 20 \text{ nm}$, in dem zuvor kaum Vergleichsdaten vorlagen, daß $n=3 - n'=4$ -Übergänge von Si X-XII im Koronaspektrum nicht hervortreten.

Diese Tatsache spiegelt die geringe Teilchendichte in der Korona wieder, die mehrfache Anregung innerhalb der Lebensdauer der Anregungszustände kaum auftreten läßt. So wird z.B. nur 1% der Intensität der $n=2$ -Grundzustandsübergänge

in der Korona der Auswirkung von Kaskaden aus den doppelt angeregten Niveaus zugeschrieben (FloN 75c), während nach Folienanregung dieser Anteil 20-40% beträgt. Die Wahrscheinlichkeit der Anregung durch Strahlungsabsorption nimmt mit wachsender Radialquantenzahl n ab. Zustände mit $n \geq 3$, die in den Siliziumionen in der Korona kaum angeregt werden, dürften auch in den dem Silizium benachbarten Ionen kaum angeregt werden. Insofern lassen sich die hier gewonnenen Erkenntnisse über Silizium auf die benachbarten Ionen übertragen.

Wie klein die Elektronendichte in der Korona ist, läßt sich mit Hilfe der im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Lebensdauerermessungen ermitteln. Das Verfahren sei hier kurz am Beispiel des Si X erläutert.

Die Grundzustandselektronenkonfiguration $2s^2 2p$ führt zu zwei Zuständen $^2p_{1/2}^o$ und $^2p_{3/2}^o$. Liegt die Elektronendichte in der Umgebung der Si X-Ionen höher als 10^{12} cm^{-3} , so entspricht das Besetzungsverhältnis der beiden Zustände der Boltzmann-Statistik (FloN 75). Bei kleineren Elektronendichten ist das tieferliegende $^2p_{1/2}^o$ -Niveau relativ stärker besetzt.

Die Anregungsbedingungen für Stoß- und Strahlungsanregung aus beiden Grundzustandsniveaus sind unterschiedlich. Das hat Auswirkungen auf die relativen Besetzungen der Anregungszustände und auf die Intensitätsverhältnisse der anschließenden Übergänge. Für verschiedene angenommene Elektronen- und Strahlungsdichten läßt sich die relative Besetzung der Anregungszustände ausrechnen (GabJ 72, FloN 75, ElwR 75). Es werden dazu die Termwerte, Anregungsquerschnitte für Elek-

tronenstoß (beides i.a. mit denselben HF-Wellenfunktionen errechnet), Rekombinationsraten (sehr umstritten :Bur 65, Jor 69, JacD 77), Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauern benötigt. Das Ergebnis ist ein Satz theoretischer Intensitätsverhältnisse von Linien, z.B. der Übergänge $2s^2 2p^2 P^0 - 2s 2p^2^2 P$. Vergleicht man das gemessene Intensitätsverhältnis (z.B. von MalH 73) mit dem Satz errechneter Werte, so läßt sich die zugehörige Elektronendichte ablesen. Führt man dieses Verfahren für viele Linienpaare durch, so ergibt sich eine Verteilung von Werten für die Elektronendichte.

Die Intensitätsverhältnisse variieren teils nur schwach mit der Elektronendichte, so bringen es die Meßprobleme (MalH 73, FloN 75) mit sich, daß die Ergebnisse für $\log N_e$ von 8 bis 9,5 reichen. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt zwischen 8,5 und 9 (Übereinstimmung zwischen den Rechnungen von Flower und Nussbaumer bzw. Elwert und Raju, beide Gruppen legen denselben Datensatz von Malinovsky und Heroux zugrunde).

Berechnungen dieser Art beruhen bislang nur auf theoretischen Annahmen. Der Beitrag der vorliegenden Arbeit zu diesem Problem ist darin zu sehen, daß experimentelle Lebensdauerdaten ermittelt werden, die mit den Ergebnissen der Berechnungen verglichen werden können. Es ist zu vermuten, daß Rechnungen mit Wellenfunktionen, die die korrekten Lebensdauerwerte ergeben, auch die anderen Prozesse im Atom gut darstellen. Die Meßergebnisse stimmen am besten mit den Rechenergebnissen von Dankwort und Trefftz überein, auf deren Daten die Auswertung von Elwert und Raju beruht.

VII Ausblick

Die am Ionenstrahl aufgenommenen EUV-Spektren zeigen etliche Linien, die nach anderen Anregungsprozessen als der Folienanregung schwach oder garnicht auftreten und die eindeutig dem Silizium zuzuordnen sind. Es wäre daher lohnend, im - hier nur teilweise untersuchten - Wellenlängenbereich $\lambda < 10 \text{ nm}$ weitere hochauflösende Messungen durchzuführen und so den Bereich der Messungen von Hoory, Feldman et al. an Siliziumübergängen des Typs $n=2-n'=3,4,5$ mittels desselben Spektrometers an die Messungen im Bereich oberhalb $\lambda = 10 \text{ nm}$ anzuschließen. Dadurch würde die Konsistenz der aus den Messungen abgeleiteten Termsysteme verbessert.

Im Wellenlängenbereich $\lambda > 40 \text{ nm}$ stehen Messungen mit hoher Auflösung noch aus. Sie sollten in den Bereich $\lambda > 60 \text{ nm}$ ausgedehnt werden, der in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht wird. Eine erste Übersichtsmessung zeigt auch in diesem Spektralbereich viele Linien unbekannter Zuordnung.

Messungen bei verschiedenen Ionenenergien sind wünschenswert, um dadurch die Zuordnung unbekannter Linien zu ihren Ladungszuständen zu treffen. In Bochum kann jedoch mit sinnvollen Stromstärken für Si-Ionen keine Energie $> 28 \text{ MeV}$ erreicht werden. Alle diese Messungen würden viel Strahlzeit kosten, weshalb sie auch den Rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen.

Mit Hilfe der an Silizium gewonnenen Erfahrungen könnten auch die Ionen benachbarter Elemente untersucht und ihre Spektren ausgewertet werden.

Aufgrund des Befundes, daß im Falle des Siliziums die Ergebnisse von Lebensdauerberechnungen für die $n=2, \Delta n=0$ -Übergänge bestätigt werden, ist es wenig reizvoll, dieselbe Tatsache an den benachbarten Ionen erneut festzustellen. Stattdessen erscheint es sinnvoller, im Periodensystem soweit voranzugehen, bis relativistische Effekte in den Oszillatorstärken wirksam werden (erst jenseits des Eisens). Die $n=2, \Delta n=0$ -Übergänge, deren Wellenlänge nur etwa mit Z^{-1} (statt, wie $\Delta n \neq 0$ -Übergänge, mit Z^{-2}) abnimmt (also Lebensdauern Z^{-2}), fallen auch dann noch in den Meßbereich des Grazing-Incidence-Monochromators, allerdings ist zur Erzeugung der 3, 4, 5, 6-Elektronensysteme der betreffenden Elemente ein Beschleuniger mit höherer Terminalspannung Voraussetzung.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Auswerteverfahren sollte auch im Bereich der in jenen Systemen zu erwartenden Lebensdauern noch tauglich sein.

VIII. Literaturverzeichnis

Anmerkung: Der Bericht über die Beam-Foil-Konferenz 1975 in Gatlinburg , Beam-Foil Spectroscopy (Hrsg. Sellin/Pegg), Plenum Press, New York und London, 1976, wird im Verzeichnis als BFS I (Bd.1) bzw. II angegeben.

- (AccP 71) Accad,Y,CL Pekeris und B Schiff,
Phys.Rev.A4, 516 (1971)
- (AglB 74) Aglitskii,EV,VA Boiko,SM Zakharov,SA Pikuz und
AYa Faenov , Sov.J.Quant.Electron.1 ,500 (1974)
- (ArmF 76) Armstrong jr.,L,WR Fields und DL Lin ,
Phys.Rev.A14 ,.1114 (1976)
- (Art 77) Artru,M-C , IXte EGAS Konferenz,Krakau 1977
- (ArtB 77) Artru,M-C, und W-ÜL Brillet ,
IXte EGAS Konferenz, Krakau 1977
- (AusP 66) Austin,WE,TD Purcell,R Tousey und KG Widing,
Astroph.J. 145 , 373 (1966)
- (Bar 75) Barrette,L, Dissertation,Université Laval 1975
- (BarB 77) Bartoe,J-DF,GE Brueckner,JD Purcell und R Tousey,
Apl.Opt. 16 , 879 (1977)
- (Bas 64) Bashkin,S, Nucl.Instr.Meth. 28 , 88 (1964)
- (BasS 75) Bashkin,S, und JD Stoner : Atomic Energy Levels
and Grotrian Diagrams I,Hydrogen I through
Phosphorus XV, North Holland/Am.Elsevier
Amsterdam,Oxford,New York,1975
- (BatD 49) Bates,DR, und A Damgaard,
Phil.Trans.R.Soc.London A 242 , 101 (1949)
- (BauG 76) Baudinet-Robinet,Y,HP Garnir,PD Dumont und
AE Livingston , Phys.Scripta 14 , 224 (1976)
- (BehC 72) Behring,WE,L Cohen und U Feldman,
Astroph.J. 175 , 493 (1972)
- (BehC 76) Behring,WE,L Cohen,U Feldman und GA Doschek,
Astroph.J. 203 , 521 (1976)

- (BerB 71) Berry,HG,J Bromander,LJ Curtis und R Buchta,
Phys.Scripta 3 , 125 (1971)
- (BerD 76) Berry,HG,J Desesquelles,P Tryon,P Schnur und
G Gabrielse, Phys.Rev.A 14 , 1457 (1976)
- (BetS 57) Bethe,HA, und EE Salpeter : Quantum Mechanics
of One- and Two-Electron Systems, Springer,
Berlin,Göttingen,Heidelberg, 1957
- (Bev 69) Bevington,PR.: Data Reduction and Error Analysis
for the Physical Sciences, McGraw-Hill ,
New York,1969
- (Bri 76) Brillet,W-ÜL, Phys.Scripta 13 , 289 (1976)
- (BriA 76) Brillet,W-ÜL, und M-C Artru ,
Phys.Scripta 14 , 285 (1976)
- (Buc 76) Buchet,JP, Dissertation , Lyon 1976
- (BucB 72) Buchet,JP,MC Buchet-Poulizac,G Do Cao und
J Desesquelles, Nucl.Instr.Meth. 110, 19 (1972)
- (BucB 76) Buchet,JP,MC Buchet-Poulizac und M Druetta,
J.Opt.Soc.Am. 66 , 842 (1976)
- (BucD 72) Buchet,JP,M Dufay und MC Poulizac,
Phys.Letters 40A , 127 (1972)
- (BucD 76) Buchet,JP,A Denis,J Desesquelles,M Druetta und
JL Subtil , BFS I,355
- (BukB 76) Bukow,HH,H von Buttlar,G Heine und M Reinke,
BFS I,263
- (Bur 65) Burgess,A, Ann.Astroph. 28 , 774 (1965)
- (BurR 70) Burton,WM, und A Ridgeley,Sol.Phys. 14,3 (1970)
- (CanJ 74) Cantú,AM,E Jannitti und G Tondello,
J.Opt.Soc.Am. 64 , 699 (1974)
- (ChaB 75) Chang,M-W, und WS Bickel,
J.Opt.Soc.Am. 65 , 1376 (1975)
- (CohD 64) Cohen,M, und A Dalgarno,
Proc.Roy.Soc.London A 280 ,258 (1964)
- (Cur 68) Curtis,LJ,Am.J.Phys. 36 ,1123 (1968)

- (DanT 76) Dankwort,W, und E Trefftz,
Astron.Astroph. 47 , 365 (1976)
- (DanT 77) Dankwort,W, und E Trefftz,
J.Phys.B 10 ,2541 (1977)
- (DavK 77) Davis,J,PC Kepple und M Blaha,
J.Quant.Spectr.Rad.Trans. 18 , 535 (1977)
- (Dos 72) Doschek,GA,Space Sci.Rev. 13 , 765 (1972)
- (DosF 75) Doschek,GA,U Feldman und L Cohen,
J.Opt.Soc.Am. 65 ,463 (1975)
- (DumL 76) Dumont,PD,AE Livingston,Y Baudinet-Robinet,
G Weber und L Quaglia,Phys.Scripta 13,122(1976)
- (EdeS 75) Ederer,DL,EB Salomon,SC Ebner und RP Madden,
J.Res.NBS A 79 ,761 (1975)
- (Edl 64) Edlén,B; Atomic Spectra ,in
S.Flügge (Hrsg.) :Handbuch der Physik,
Bd. XXVII, 1964
- (Edl 73) Edlén,B,Phys.Scripta 7 ,93 (1973)
- (Edl 76) Edlén,B, BFS I , 1
- (ElwR 75) Elwert,g, und PK Raju,
Astroph.Space Sci. 38 ,369 (1975)
- (Eri 77) Erickson,GW,J.Phys.Chem.Ref.Data 6 , 831 (1977)
- (Faw 70) Fawcett,BC,J.Phys. B 3 ,1152 (1970)
- (Faw 71) Fawcett,BC,J.Phys. B 4 ,1115 (1971)
- (Faw 74) Fawcett,BC, in (Hrsg. Bates/Bederson)
Advances in Atomic and Molecular Physics,Vol.10,
Academic Press,New York,San Francisco,London,
1974
- (Faw 75) Fawcett,BC, Atomic Data and Nucl.Data Tab. 16 ,
135 (1975)
- (FawG 71) Fawcett,BC,AH Gabriel und TM Paget,
J.Phys. B 4 , 986 (1971)
- (Fel 76) Feldman,U, Astroph.Space Sci. 41 , 155 (1976)
- (FelC 70) Feldman,U,L Cohen und W Behring,
J.Opt.Soc.Am. 60 ,891 (1970)

- (FelD 74) Feldman,U,GA Doschek,DJ Nagel,RD Cowan und
RR Whitlock ,Astroph.J. 192 ,213 (1974)
- (Fer 42) Ferner,E, Ark.Mat.Astr.Fys. 28A ,No.4,3 (1942)
- (Fer 48) Ferner,E, Ark.Mat.Astr.Fys. 36A ,No.1,1 (1948)
- (FirF 74) Firth,RS,FF Freeman,AH Gabriel,BB Jones,C Jordan,
CR Negus,DB Shenton und RF Turner,
Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 166 , 543 (1974)
- (FloN 75a) Flower,DR, und H Nussbaumer,
Astron.Astroph. 39 , 295 (1975)
- (FloN 75b) Flower,DR, und H Nussbaumer,
Astron.Astroph. 45 , 145 (1975)
- (FloN 75c) Flower,DR, und H Nussbaumer,
Astron.Astroph. 45 , 349 (1975)
- (ForP 76) Forester,JP,DJ Pegg,SB Elston,PM Griffin,KO
Groeneveld,RS Peterson,RS Thoe,CR Vane und
IA Sellin, Bull.APS 11/76 , 1253
- (ForP 77) Forester,JP,DJ Pegg,SB Elston,PM Griffin,
KO Groeneveld,RS Peterson,RS Thoe,CR Vane und
IA Sellin, Vhdlg. DPG 2/77 ,500
- (FreJ 70) Freeman,FF, und BB Jones,Sol.Phys. 15,288 (1970)
- (Fro 72) Froese-Fischer,C, in (Hrsg. Condon/Sinanoglu)
New Directions in Atomic Physics, Yale Univer-
sity Press, New Haven und London , 1972
- (Gab 72) Gabriel,AH, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 160,99(1972)
- (GabJ 72) Gabriel,AH, und C Jordan, in (Hrsg. McDaniel/
McDowell) Case Studies in Atomic Collision
Physics,Vol.2, North Holland,Amsterdam,1972
- (GarM 65) Garcia,JD, und JE Mack,J.Opt.Soc.Am.55,654(1965)
- (GarL 77) Garnir,HP,AE Livingston,Y Baudinet-Robinet,
PD Dumont,E Biémont und N Grevesse,
J.Opt.Soc.Am. 67 , 751 (1977)
- (GarT 77) Garrett,DL, und R Tousey,Apl.Opt. 16,898 (1977)
- (Gar 62) Garstang,RH, Ann.Astroph. 25 ,109 (1962)

- (GriP 76) Griffin,PM,DJ Pegg,IA Sellin,KW Jones,DJ Pisano,
TH Kruse und S Bashkin, BFS I,321
- (HasT 75) Haselton,HH,RS Thoe,JR Mowat,PM Griffin,DJ Pegg
und IA Sellin, Phys.Rev. A 11 ,468 (1975)
- (HayB 72) Hayes,W, und FC Brown,Phys,Rev.A6,21 (1972)
- (HechH 77) Heckmann,PH,HH Horn,B Knaf,W Nitsche,G Presser,
M Roth und E Träbert, Vhdlg.DPG 2/77,493
- (HecT 76) Heckmann,PH,E Träbert,H Winter,F Hannebauer,
HH Bukow und H von Buttlar,
Physics Letters 57A , 126 (1976)
- (Hei 75) Heine,G, Diplomarbeit (unveröffentlicht),
Bochum 1975
- (Hen 72) Henke,BL, Phys.Rev. A 6 , 94 (1972)
- (HerH 61) Herdan,R, und TP Hughes,Astroph.J.133,294(1961)
- (Hib 77) Hibbert,A, Phys.Scripta 16 , 7 (1977)
- (HooF 70) Hoory,S,U Feldman,S Goldsmith,W Behring und
L Cohen, J.Opt.Soc.Am. 60 ,1449 (1970)
- (HooG 71) Hoory,S,S Goldsmith,U Feldman,W Behring und
L Cohen, J.Opt.Soc.Am. 61 , 504 (1971)
- (Irwl 73a) Irwin,DJG,AE Livingston und JA Kernahan,
Nucl.Instr.Meth. 110 , 105 (1973)
- (Irwl 73b) Irwin,DJG,AE Livingston und JA Kernahan,
Nucl.Instr.Meth. 110 , 111 (1973)
- (Irwl 73c) Irwin,DJG, und AE Livingston,
Can.J.Phys. 51 , 848 (1973)
- (JacD 77) Jacobs,VL,J Davis,PC Kepple und M Blaha,
Astroph.J. 215 , 690 (1977)
- (JonF 68) Jones,BB,FF Freeman und R Wilson,
Nature 219 , 252 (1968)
- (Jor 69) Jordan,C, Mon.Not.Roy.Astron.Soc.142,501(1969)
- (Jor 71) Jordan,C, Sol.Phys. 21 , 381 (1971)
- (Kas 71) Kastner,SD,J.Opt.Soc.Am. 61 , 335 (1971)

- (KasW 74) Kastner,SO, und C Wade,
Astroph.J., Suppl.Ser.27, No.243,247 (1974)
- (Kay 63) Kay,L, Phys.Letters 5 , 36 (1963)
- (Kay 72a) Kay,L, Phys.Scripta 5 , 138 (1972)
- (Kay 72b) Kay,L, Phys.Scripta 5 , 139 (1972)
- (KelP 73) Kelly,RL, und LJ Palumbo : Atomic and Ionic
Emission Lines below 2000 Angstroms , Hydrogen
through Krypton, NRL,Washington , 1973
- (KnyD 75) Knystautas,EJ, und R Drouin,
J.Phys. B 8 ,2001 (1975)
- (KnyD 76) Knystautas,EJ, und R Drouin, BFS I,377
- (KonK 71) Kononov,EYa,KN Koshelev und AN Ryabtsev,
Opt.and Spect. 30 , 534 (1971)
- (Kun 71) Kunze,HJ, Phys.Rev. A 4 , 111 (1971)
- (LauL 73) Laughlin,C,MN Levis und ZJ Horak,
J.Phys. B 6 , 1953 (1973)
- (LivB 76) Livingston,AE,Y Baudinet-Robinet,HP Garnir
und PD Dumont, J.Opt.Soc.Am. 66 , 1393 (1976)
- (LivG 76) Livingston,AE,H Garnir,Y Baudinet-Robinet,
PD Dumont,E Biémont und N Grevesse,
Astroph.Letters 17 , 23 (1976)
- (LivK 76) Livingston,AE,JA Kernahan,DJG Irwin und
EH Pinnington, J.Phys. B 9 , 389 (1976)
- (LukS 76) Luken,WL, und D Sinanoglu,
At.Data and Nucl.Data Tab. 18 , 525 (1976)
- (Mac 76) Macek,J, BFS II , 781
- (MacP 76) Mack,JE,F Paresce und S Bowyer,
Apl.Opt. 15 , 861 (1976)
- (MacS 32) Mack,JE,JR Stehn und B Edlén,
J.Opt.Soc.Am. 22 , 245 (1932)
- (MalH 73) Malinovsky,M, und L Heroux,
Astroph.J. 181 , 1009 (1973)
- (Mar 76) Marette,G, Apl.Opt. 15 , 440 (1976)

- (MarS 70a) Marrus,R, und RW Schmieder,
Bull. APS 15 , 794 (1970)
- (MarS 70b) Marrus,R, und RW Schmieder,
Phys.Letters 32A , 431 (1970)
- (McIS 76) McIntyre,LC,JD Silver und NA Jelley,BFS I,331
- (Mic 74) Michels,DJ, J.Opt.Soc.Am. 64 , 662 (1974)
- (Mid 74) Middleton,R, Nucl.Instr,Meth.122, 35 (1974)
- (Moo 49) Moore,CE.: Atomic Energy Levels,
NBS Circular 467,Washington,1949
- (NicB 73) Nicolaides,CA, und DR Beck,
J.Phys. B 6 , 535 (1973)
- (NicB 75) Nicolaides,CA, und DR Beck,
Chem.Phys.Letters 35 , 202 (1975)
- (NikF 75) Nikitin,AA, und TKh Feklistova,
Sov.Astron.-AJ 18 , 516 (1975)
- (NorS 70) Northcliffe,LC, und RF Schilling,
Nucl.Data Tables A7
- (Nus 72) Nussbaumer,H,Astron.Astroph. 16 , 77 (1972)
- (ÖksS 69) Öksüz,I, und O Sinanoğlu,
Phys.Rev. 181 , 42 und 54 (1969)
- (Pea 77) Peacock,N, priv. Mitteilung
- (PegE 76a) Pegg,DJ,SB Elston,PM Griffin,HC Hayden,JP
Forester,RS Thoe,RS Peterson und IA Sellin,
Phys.Letters 58A , 349 (1976)
- (PegE 76b) gleiche Autoren, Phys.Rev. A 14 , 1036 (1976)
- (PegF 77) Pegg,DJ,JP Forester,CR Vane,SB Elston,PM Griffin
KD Groeneveld,RS Peterson,RS Thoe und IA Sellin,
Phys.Rev. A 15 , 1958 (1977)
- (PegG 74a) Pegg,DJ,PM Griffin,HH Haselton,R Laubert,
JR Mowat,RS Thoe,RS Peterson und IA Sellin,
Phys.Letters 47A , 433 (1974)
- (PegG 74b) gleiche Autoren, Phys.Rev. A 10 , 745 (1974)

- (PisJ 76) Pisano,DJ,KW Jones,P Griffin,D Pegg,I Sellin,
T Kruse und S Bashkin,Bull.APS 21,689(1976)
- (ReeH 77) Reeves,EM,MCE Huber und JG Timothy,
Apl.Opt. 16 , 837 (1977)
- (ReeT 77) Reeves,EM,JG Timothy,MCE Huber und GL Withbroe,
Apl.Opt. 16 , 849 (1977)
- (Rei 75) Reinke,M, Diplomarbeit (unveröffentlicht),
Bochum 1975
- (Row 82) Rowland,HA, Phil.Mag. 13 , 469 (1882)
- (Row 83) Rowland,HA, Phil.Mag. 16 , 197 und 210 (1883)
- (Rud 77) Ruder,H, priv.Mitteilung
- (Saf 75) Safronova,UI,J.Quant.Spect.Rad.Trans.15,231(1975)
- (SafR 76) Safronova,UI, und ZB Rudzikas,
J.Phys. B 9 , 1989 (1976)
- (Sam 67) Samson,JAR.: Techniques of vacuum ultraviolet
spectroscopy, J.Wiley,New York,1967
- (San 77) Sander,U, Diplomarbeit (unveröffentlicht),
Bochum 1977
- (Sch 74) Schmahl,G, in (Hrsg. EE Koch) VUV Radiation
Physics, Vieweg, Braunschweig,1974
- (Sch 75) Schlagheck,W, Dissertation, Bochum 1975
- (Sha 71) Shamey,LJ, J.Opt.Soc.Am. 61 , 942 (1971)
- (ShrW 73) Shrivastava,K, und PA Westhaus,
J.Chem.Phys. 59 , 1054 (1973)
- (Sinö 68) Sinanoğlu,O, und I Öksüz,
Phys,Rev.Letters 21 , 507 (1968)
- (SmiW 71) Smith,MW, und WL Wiese,
Astroph.J.Suppl.No.196,23 , 103 (1971)
- (Söd 34) Söderqvist,J,Nova Acta Reg.Soc.Sci.Uppsala
9 , 102 (1934)

- (Spe 76) Speer,RJ,Space Sci.Instr. 2 , 463 (1976)
- (Ton 69) Tondello,G, J.Phys. B 2 , 727 (1969)
- (TouA 65) Tousey,R,WE Austin,JD Purcell und KG Widing,
Ann.Astroph. 28 , 755 (1965)
- (TouB 77) Tousey,R,J-DF Bartoe,GE Brueckner und JD Purcell,
Apl.Opt. 16 , 870 (1977)
- (TräH 76) Träbert,E,PH Heckmann,H von Buttler und K Brand,
Z.Physik A 279 , 127 (1976)
- (TräH 77a) Träbert,E,PH Heckmann und H von Buttler,
Z.Physik A 280 , 11 (1977)
- (TräH 77b) Träbert,E,PH Heckmann und H Von Buttler,
Z.Physik A 281 , 333 (1977)
- (TräW 76) Träbert,E,H Winter,PH Heckmann und H von Buttler,
Nucl.Instr.Meth. 135 , 353 (1976)
- (TräS 78) Träbert,E,JD Silver und NA Jelley (in Vorbe-
reitung)
- (VanP 76) Vane,CR,DJ Pegg,SB Elston,JP Forester,PM Griffin,
K-O Groeneveld,RS Peterson,RS Thoe und IA Sellin,
Bull.APS 11/1976 , 1252
- (VanP 77) gleiche Autoren , Vhdlg.DPG 2/77 , 500
- (VarC 76a) Varghese,SL,CL Cocke,B Curnutte und G Seaman,
J.Phys. B 9 , L 387 (1976)
- (VarC 76b) Varghese,SL,CL Cocke und B Curnutte ,
Phys.Rev. A 14 , 1729 (1976)
- (VicS 77) Victorov,DS, und UI Safronova,
J.Quant.Spect.Rad.Trans. 17 , 605 (1977)
- (WalR 70) Walker jr.,ABC, und HR Rugge ,
Astron.Astroph. 5 , 4 (1970)
- (WalR 71) Walker jr.,ABC, und HR Rugge ,
Astroph.J. 164 , 181 (1971)
- (War 68) Warner,B, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 141,273(1968)

- (WatO 75) Watson,DK, und SV O'Neil,
Phys.Rev. A 12 , 729 (1975)
- (Wei 69) Weiss,AW, Phys.Rev. 188 , 119 (1969)
- (Weit 76) Weisheit,JC,CB Tarter,JH Scofield und
LM Richards,J.Quant.Spectr.Rad.Trans.16 ,
659 (1976)
- (WesS 69) Westhaus,P, und O Sinanoğlu,
Phys.Rev. 183 , 56 (1969)
- (Wha 76) Whaling,W, BFS II,705
- (Wid 66) Widing,KG,Astroph.J. 145 , 380 (1966)
- (WieS 66) Wiese,WL,MW Smith und BM Glennon :
Atomic Transition Probabilities, Vol.I,
NSRDS-NBS 4 , Washington , 1966
- (WieS 69) Wiese,WL,MW Smith und BM Miles :
Atomic Transition Probabilities, Vol.II,
NSRDS-NBS 22 , Washington , 1969
- (WitB 73) Wittkower,AB, und HD Betz,.
Atomic Data 5 , 113 (1973)
- (Zir 64) Zirin,H, Astroph.J. 140 , 1332 (1964)

IX Anhang

IX.1 Tabelle A

Die Tabelle enthält die im Wellenlängenbereich $8,8\text{nm} \leq \lambda \leq 61\text{nm}$ unter Benutzung der verschiedenen Beugungsgitter und bei Ionenenergien von 16-20 MeV beobachteten Linien des Si-Spektrums nach Folienanregung. Dazu sind Vergleichsdaten aus Messungen mit anderen Lichtquellen und aus der Ionenstrahlungsmessung von Griffin et al. (GriP 76, Fehlerangabe $\pm 0,01\text{nm}$) angegeben. Soweit Zuordnungen von Linien zu bestimmten Übergängen möglich sind, sind diese genannt. Sofern die Spektren bei unterschiedlicher Ionenenergie Hinweise auf den Ladungszustand ergeben, ist dieser vermerkt.

Zeichenerklärung

Genauigkeit der Wellenlängenfestlegung : A : $\pm 0,002\text{nm}$,
B : $\pm 0,005\text{nm}$, C : $\pm 0,01\text{nm}$, D : $\pm 0,01\text{nm}$; zur Kalibrierung geeignete Linien sind unterstrichen : (A)

Linienintensität : s stark , m mittelstark , w schwach ,
vw sehr schwach , u unsicher

b Blending, d.h. die Komponenten der Linie sind nicht voneinander getrennt; in diesen Fällen sind die Wellenlängen geschätzt. In einigen Fällen ist die Linienlage bei niedriger Auflösung (lrp) zusätzlich angegeben. Manchmal kann aufgrund der Linienbreite auf das Vorhandensein mehrerer Komponenten geschlossen werden (nc, n=3 bedeutet z.B. 3 Komponenten).

gekennzeichnet.

Im Falle unaufgelöster spektraler Strukturen werden die Wellenlängen der äußersten anzunehmenden Linien, durch Bindestriche verbunden, angegeben. Zwischen den geschätzten Wellenlängen von Komponenten unzureichend aufgelöster Strukturen stehen Schrägstriche /.

Treten Spektrallinien in zweiter Beugungsordnung auf, so werden als Erläuterung die jeweiligen Wellenlängen mit dem Faktor 2 versehen.

Quellenangaben :

a : HooG 71 , b : HooF 70 , c : FelC 70 , d : Ton 69 ,
e : Faw 75 , e_c : Faw 75 berechneter Wert , e_p : in Faw 75
vorgeschlagener Wert , f : KelP 73 , g : Zir 64 , h :
BasS 75 , i : GarM 65 (Rechnung) , k : GriP 76 ,
l : Faw 71 .

Wenn eine Zuordnung aus den in einer Quelle genannten Daten abgeleitet wurde, so ist die entsprechende Quellenangabe eingeklammert. Hier vorgeschlagene Zuordnungen, die sich nicht aus gut bekannten Termwerten ergeben, sind mit * gekennzeichnet.

Weil die Angaben der Quellen e und f für Si VIII, XI und XII übereinstimmen, ist an den entsprechenden Linien nur eine der Quellen (f) angegeben.

Wellen- länge λ /nm	Erläute- rung	Vergleichsdaten		Si- Ion	Übergang
		Wellen- länge/nm	Quelle		
8,826	B vw				
8,890	B vw	8,884	f, h	XII	3d - 5f
		8,8956	(h)	XII	3d - 5p
8,992	B vw u	2·4,498	a	X	
9,28	C vw u				
9,520	B vw	9,5116	(b)	XI	2s3s 1S_0 - 2s5p $^1P_1^0$
9,556	B vw	9,55	i	XIV	3 - 4
9,669	C vw	2·4,838	a	X	
9,690	C vw	2·4,844	a	X	
9,752/	B vw u	9,748	(b)	XI	2p3p 3D - 2p5d $^3P^0$
9,775	B vw u	-9,770			
		9,776	(b)	XI	2s3p $^1P_1^0$ - 2s5d 1D_2
9,847	B vw	2·4,918	b	XI	
		2·4,918	a	X	
9,874	B vw	9,863	(b)	XI	2s3p $^3P^0$ - 2s5d 3D
9,914	B vw u				
9,934	B vw	9,9455	(b)	XI	2p3p 3S - 2p5d $^3P^0$
9,971	B vw				
10,013	D vw u	10,013	(b)	XI	2p3p 3P - 2p5d $^3P^0$
10,06	D vw u	-10,066			
10,107	B vw	2·5,0524	b	XI	
10,168	B vw	10,164	(a, b)	X	2s2p3p 2S - 2s2p5d $^2D^0$
10,230	B vw	10,229	(b)	XI	2p3p 1D_2 - 2p5d $^1F_3^0$
10,465	B vw b	2·5,2296	b	XI	
10,488	A w			XIII	3s 1S_0 - 4p 1P_1
		*		XI	3d - 5f
10,53	vw b				
-10,61	4c				
10,648	B vw u	10,650	(h)	XIII	3d 1D_2 - 4p $^1P_1^0$
		10,656	(b)	XI	2p3d $^3P^0$ - 2p5p 3P
10,672	B vw u				
10,696	B vw u	10,72	k		
		10,736	(b)	XI	2s3d 1D_2 - 2s5p 1P_1
10,772	B vw b	10,78	k		
10,791	B vw				

10,830	B	vw	b				
10,848	B	vw					
10,898	B	vw					
10,920		vw	u	2.5,5096	a	X	
-11,010		3c		10,96			
				-11,00	(h)	X	$2s2p3s \ 2p^0 - 2s2p5p \ 2p$
11,056	B	vw					
11,083	b	3c		11,082	f	XIII	$2s3d \ 3D - 2s4f \ 3F^0$
/11,089		vw		11,0957	f	XIII	$2s3d \ 1D - 2s4f \ 1F^0$
/11,106							
11,15	C	vw		11,16	k		
11,185	B	vw		11,19	k		
/11,202		b					
11,236	B	vw		11,24	k		
11,28		vw		11,31	k		
-11,32	b	3c					
11,328	C	vw					
-11,353		2c?					
11,402	B	vw	2c				
11,434		vw					
-11,48		3c?		11,49	k		
11,53		vw					
-11,56		3c		11,56	k		
11,615	B	vw					
11,644	B	vw	u				
11,657	B	vw	u				
11,674	}	vw					
/11,693		b	2c				
11,715	b	2c					
/11,730							
11,777	C	vw	u	11,77	k		
11,793	C	vw	u				
11,820	C	vw		11,82	k		
11,886	C	vw	u				
11,900	B	vw		11,89	k		
11,917	C	vw	u				
11,930	B	vw		11,94	k		

11,953	B vw b				
11,972	B vw	11,971	(c)	XII	$3s^2s - 4p^2p^0$
		11,98	k		
12,007	B vw 2c	11,998	h	XII	$3s^2s - 4p^2p^0$
		12,03	k		
12,05	vw				
/12,08	2c	12,07	k		
12,103	B vw	12,11	k		
12,155	vw				
-12,195	b 3c	12,19	k		
		2.6,099	(f)	VIII	$2s^2p^3 4s^0 - 2s^2p^2 3d^4p$
		2.6,107	(f)		
12,240	B vw 2c	12,25	k		
		2.6,118	(f)	VIII	$2s^2p^3 4s^0 - 2s^2p^2 3d^4D$
		2.6,122	(f)		
12,265	B vw				
/12,280	b 2c				
12,292	lrp				
12,304	B vw	12,31	k		
12,336	lrp	12,35	k		
12,343	B vw				
/12,359	b 2c				
12,446	B vw	2.6,716	(f)	VIII	$2s2p^4 4p - 2s2p^3 3d^4D^0$
/12,473	B vw u	2.6,741	(f)		
/12,490	B vw u				
/12,550	B vw	12,54	k		
/12,646	B vw	12,60	k		
		12,637	(c)	XII	$3p^2p_{1/2}^0 - 4d^2D_{3/2}$
		12,643	l		
12,677	B vw	12,67	k		
		12,649	(c)	XII	$3p^2p_{3/2}^0 - 4d^2D_{3/2,5/2}$
		12,677	l		
12,705	B vw				
12,75	vw				
/12,776	(lrp) _u	12,76	k		
/12,789	vw u				
/12,799	(lrp) _u	12,80	k		
12,849	B vw				
12,967	B vw				
/12,910	vw u				

12,952	B vw	12,94	k				
12,960	} B vw						
/12,976			(h)	XI	$2s3s \ ^3S - 2s4p \ ^3P^o$		
12,972	1rf	12,97	k				
12,987	} A m	12,989	d	XII	$3d - 4f$		
/13,000		/13,002					
12,992	1rf	13,04	k				
13,019	} B vw						
/13,027							
13,05	} C vw						
/13,068							
13,087	B vw						
13,120	B vw 2c						
13,134	} B vw	13,146	c	XII	$3d - 4p$		
/13,150		/13,164	c				
13,200	} B vw	13,17	k				
/13,222		13,203	(h)	X	$2s2p3p \ ^2D_{5/2}$		
/13,234	} b 3c				$- 2s2p4d \ ^2D^o, ^2F^o$		
		13,209	(b)	XI	$2p3s \ ^3P^o_2 - 2p4p \ ^3P_2$		
13,344	B vw	13,329	(b)	XI	$2p3s \ ^3P^o_2 - 2p4p \ ^3D_3$		
		13,346	*	XI	$2p3s \ ^3P^o - 2p4p \ ^3S_1$		
13,390	B vw						
13,417	} B vw						
/13,439		13,447	(b)	XI	$2p3p \ ^1P_1 - 2p4d \ ^1P^o_1$		
/13,456	}						
/13,476		13,474	(b)	XI	$2s3s \ ^1S_0 - 2s4p \ ^1P^o_1$		
13,498	B vw						
13,590	} B vw u						
/13,640							
/13,655							
/13,666	b u						
13,738	} B vw						
/13,752		13,757	(b)	XI	$2p3s \ ^1P_1 - 2p4p \ ^1P_1$		
/13,772	} b	13,771	*	XI	$2p3p \ ^1S_0 - 2p4d \ ^1P^o_1$		
		13,795	(b)	XI	$2p3s \ ^1P^o_1 - 2p4p \ ^1D_2$		
		13,807	*	XI	$2p3s \ ^1P^o_1 - 2p4p \ ^1S_0$		

13,829	B vw	13,837	*	XI	2p3p 3D - 2p4d $^3P^0$
/13,850	b	13,842	(b)	XI	2s3p $^1P^0_1$ - 2s4d 1D_2
/13,860		13,872	(b)	XI	2p3p 3D_2 - 2p4d $^3D^0_3$
/13,871		13,888	k		
/13,890	b	13,903	(b)	XI	2p3p 1P_1 - 2p4d $^1D^0_2$
13,920	B vw				
13,955	B vw				
13,93	lrp	13,94	k		
		14,07	k		
14,085	B w	14,082	*	XI	2s3p $^3P^0$ - 2s4d 3D
/14,100		-14,115			
/14,116	b				
/14,125	vw	14,13	*	XI	2p3p 1P_1 - 2p4s $^1P^0_1$
14,102	lrp	14,15	k		
14,150	b vw u				
/14,179	C vw u	14,192	(b)	XI	2p3p 3S_1 - 2p4d $^3P^0_{1,2}$
14,217	B vw	14,228	(b)	XI	2p3p 3S - 2p4d $^3D^0$
14,252	lrp		*	IX	3 - 5
14,265	B vw				
/14,293	b				
14,348	B vw				
/14,378		14,390	(b)	XI	2p3p 3P_1 - 2p4d $^3P^0_2$
14,426	B vw	14,42	*	XI	2p3p 3P - 2p4d $^3F^0$
14,486	lrp	14,47	k		
14,474	B w	14,476	(b)	XI	2p3p 3P - 2p4d $^3D^0$
/14,496	b	14,496	*	XI	2p3d 1D - 2p4f $^1D, ^1F, ^1G$
		14,49	*	XI	2p3p 1S - 2p4s $^1P^0$
14,540	lrp	14,5	*	XI	2s3p $^1P^0_1$ - 2s4s 1S_0
14,538	B vw				
/14,551					
/14,565					
/14,577	b				
14,615	A m	14,620	(b)	XI	2p3p 1D_2 - 2p4d $^1P^0_1$
14,625	lrp	14,62	k		
14,636	B m 2c				
14,651	B vw				

14,666	B vw				
14,688	B vw u				
14,710	B u 2c	14,71	k		
14,740	} A m				
14,751		14,760	l	XI	$2s3d \ ^3D_0 - 2s4f \ ^3F^0$
14,768	A u				
14,750	lrp	14,74	k		
14,807	B vw				
14,826	B vw				
14,850	B vw				
14,868	B vw	14,866	(b)	XI	$2p3d \ ^1D_2^0 - 2p4p \ ^1F_1$
14,864	lrp	14,86	k		
14,885	} B vw				
/14,894					
/14,916		14,910	(b)	XI	$2p3d \ ^1D_2^0 - 2p4p \ ^1D_2$
/14,926					
14,915	lrp				
14,941	} B vw				
/14,953					
/14,974					
/14,994					
14,968	lrp	14,94	k		
15,029	B vw u				
15,047	} B vw				
/15,084		15,06	k		
/15,114		15,11	k		
/15,122		~15,14	*	XI	$2p3p \ ^3P - 2p4s \ ^3P^0$
15,163	} A u	15,17	k		
		15,161	(b)	XI	$2p3p \ ^1D_2 - 2p4d \ ^1D_2^0$
		~15,14	*	XI	$2p3p \ ^3D - 2p4s \ ^3P^0$
		-15,19			
15,184	B vw u				
15,227	B vw 2c	15,24	k		
15,253	} B vw	~15,25	{ *	XI	$2s3p \ ^3P^0 - 2s4s \ ^3S$
/15,262				XI	$2p3d \ ^3F^0 - 2p4f \ ^3G$
/15,274					
15,320	B vw	15,31	k		
15,349	} A u	15,349	*	XI	$2s3d \ ^1D_2 - 2s4f \ ^1F^0$
/15,358					

15,373	} B vw	15,372	*	XI	2s3d 3D - 2s4p $^3P^0$
/15,384		/15,384			
/15,395		/15,402			
15,437	B vw u	15,435	*	XI	2p3p 1D_2 - 2p4s $^1P^0$
		-15,67 ?			
14,478	} C vw u				
/15,485					
15,500	B vw				
15,563	vw	15,589	(b)	XI	2p3d $^3D^0$ - 2p4p 3P
-15,757	7c	-15,735	{ *	IX	
		-15,62		XI	2p3p 3S - 2p4s $^3P^0$
		15,757		(b) XI	2p3d $^3D^0$ - 2p4p 3D
		-15,847			
		-15,793	*	XI	2p3d $^3D^0$ - 2p4p 3S
15,808	B b vw	15,806	(b)	XI	2p3d $^3P^0$ - 2p4p 3P
		-15,945			
15,824	A w	15,81	k		
		-15,83	*	XI	2p3d $^1F_3^0$ - 2p4f $^1D_2, ^1F_3, ^1G_4$
/15,839	B b vw	15,85	k		
/15,859		15,858	(b)	XI	2p3d $^3P_2^0$ - 2p4p 3P_2
		-15,87	*	XI	2p3p 3P - 2p4s $^3P^0$
15,908	B b vw				
/15,913	B w	15,93	k		
15,961	B w 2c	15,96	k		
		15,945	(b)	XI	2p3d $^3P^0$ - 2p4p 3D
		-16,0	*	XI	2p3d $^3P^0$ - 2p4p 3S
16,034	B vw	16,011	*	XI	2p3d 1P_1 - 2p4f 1D_2
16,066	B w	16,06	k		
		16,066	(b)	XI	2s3d 1D_2 - 2s4p $^1P_1^0$
16,137	B vw	16,13	k		
		16,14	*	XI	2p3d $^1F_1^0$ - 2p4f 1D_2
16,185	} B w				
/16,213		16,20	k		
/16,231		16,24	k		
16,281	C vw u				
16,319	} B vw u	16,319	(b)	XI	2p3d $^1F_3^0$ - 2p4p 1D_2
/16,333		16,34	k		
16,354	C vw				

16,382	C	vw	u						
16,450	B	vw		16,458	(b)	XI	$2p3d\ ^1F_1^o - 2p4p\ ^1F_1$		
16,503	B	vw		16,49	k				
				16,512	(b)	XI	$2p3d\ ^1P_1^o - 2p4p\ ^1D_2$		
				16,529	*	XI	$2p3d\ ^1F_1^o - 2p4p\ ^1S_C$		
16,549	B	vw				IX ?			
/16,565	b			16,57	k				
16,607	B	vw							
16,647	B	vw		16,62	k				
16,684	B	vw							
16,706	B	vw							
16,731	B	vw		16,72	k				
16,742	B	vw	b						
16,766	B	vw							
16,832	B	vw		16,80	k				
/16,849	b								
16,870	B	vw		16,85	k				
16,895	B	vw							
/16,915				16,90	k				
/16,932	b								
16,972	A	w		16,97	k				
/16,982	b								
17,006	B	vw			*			X	
/17,018									
/17,038	b								
17,061	A	w		17,05	k				
17,086	C	2c	b						
17,155	B	vw	u						
17,219	E	vw							
/17,226				17,22	k				
/17,236	b	vw							
17,278	B	vw	u						
17,294	B	vw							
17,316	B	vw		17,31	k				
17,337	B	vw							
17,362	B	vw	u						
17,406	B	vw	u						
17,444	B	vw							
17,472	b	vw		17,47	k				
/17,487	b	w							

/17,499	A m		*	X	3d - 4f
/17,509	b w				
17,498	l rp	17,50	k		
17,525	B vw				
/17,537	b				
17,552	B w				
/17,561	b	17,58	k		
17,604	B w				
/17,627	b				
/17,636	A w		*	X	
17,659	B w				
/17,678					
/17,689	b	17,69	k		
17,653	l rp	17,64	k		
17,754	B vw u				
/17,763					
/17,784	b				
17,835	B vw				
17,853	B vw	17,85	k	XI/XII	
/17,863	b				
17,891	B vw u	17,88	k		
17,926	B vw		*	X	
/17,934	b				
18,002	B vw				
18,040	B vw	18,02	k		
18,059	A w		*	VIII/IX	
18,093	B vw	18,09	k		
/18,111					
/18,126	u				
/18,145	w				
/18,187	w	18,17	k		
/18,219	b w	18,20	k	IX	
18,249	B vw	18,25	k		
18,334	C vw	18,33	k		
/18,354	B b vw				
18,446	B vw u				
/18,478	b	18,45	k		
18,579	C vw	18,56	k		
19,684	A w	18,66	k		

/18,692	}	B b vw		
-18,728		3c vw		
18,784		B vw u		
18,824	}	B vw		
-18,837	}	2c	18,83	k
18,855		C vw 2c		
18,95		C vw		
19,041	}	B vw		
/19,054	}			
/19,079				
/19,093				
/19,112				
/19,132				
/19,140	}	b		
19,08		lrp		
19,185		B vw		
19,288	}	B vw u		
/19,307	}			
/19,324				
/19,335			b w	
19,405		lrp vw		
19,439		B vw u		
19,471		B vw u		
19,593		B vw u		
19,727		C vw u		
19,765		lrp vw		
19,80	}	C vw u		
-19,83		3c		
19,880		C vw u		
19,899		B vw		
20,150		B vw		
20,228		B vw	20,30	k
20,32	}	C vw		
/20,35		b	20,39	k
20,44		C w	20,43	k
20,527		B w	20,54	k
20,597		B vw		
			20,64	i XIV 4 - 5
20,676		B w	20,65	* XI ?

/20,730	B b	20,71	k	
20,75	C vw u	20,77	k	
20,800	B w			
/20,830	b vw u	20,82	k	
20,909	C vw 2c			
20,975	C vw u	20,98	k	
20,999	B w	21,02	k* XI ?	
/21,026	b			
21,130	B vw	21,11	k	
21,180	B vw	21,19	k	
21,16	lrp		* IX 3 - 4	
21,27	C vw	21,25	k	
/21,295	b vw	21,30	k	
21,346	B w	21,34	k	
21,42	C vw	21,42	k	
21,474	B w	21,46	k	
		21,4756	f VIII $2s^2 2p^3 2D_{3/2}^0 - 2s 2p^4 2P_{1/2}$	
21,548	B vw u			
21,678	A w	21,64	k	
		21,6800	f VIII $2s^2 2p^3 2D_{5/2}^0 - 2s 2p^4 2P_{3/2}$	
21,695	A b w	21,69	k	
		21,6918	f VIII $2s^2 2p^3 2D_{3/2}^0 - 2s 2p^4 2P_{3/2}$	
21,783	B w	21,76	k	
		21,7826	f VII $2s^2 2p^4 1D_2 - 2s 2p^5 1P_1^0$	
-		21,83	k	
22,103	B vw u	22,08	k	
22,372	A w	22,35	k	
		22,372	f IX $2s^2 2p^2 3P_0 - 2s 2p^3 3S_1^0$	
/22,415	B b vw	22,41	k	
22,503	A m	22,49	k	
		22,5033	f IX $2s^2 2p^2 3P_1 - 2s 2p^3 3S_1^0$	
22,698	B b m	22,7007	f IX $2s^2 2p^2 3P_2 - 2s 2p^3 3S_1^0$	
/22,734	A m	22,73	k	
		22,730	f IX $2s^2 2p^2 1D_2 - 2s 2p^3 1P_1^0$	
22,881	B vw u			
/22,959		22,977	(f) VIII $2s^2 2p^3 2D_{3/2}^0 - 2s 2p^4 2S_{1/2}$	
/23,022	u	23,00	k	
/23,06	b u			
23,174	C vw u			

		23,3964	f	VIII	$2s^2 2p^3 \ 2P_{1/2}^o - 2s 2p^4 \ 2P_{1/2}$
23,308	} B vw	23,31	k		
		23,3159	f	VIII	$2s^2 2p^3 \ 2P_{3/2}^o - 2s 2p^4 \ 2P_{1/2}$
/23,340	} b vw	23,36	k		
		23,5221	f	VIII	$2s^2 2p^3 \ 2P_{1/2}^o - 2s 2p^4 \ 2P_{3/2}$
23,540	B vw	23,55	k		
		23,5563	f	VIII	$2s^2 2p^3 \ 2P_{3/2}^o - 2s 2p^4 \ 2P_{3/2}$
23,710	B vw u	23,72	i	XIV	5 - 7
-		24,43	k		
24,527	B vw u				
-		24,58	k		
		24,6001	f	VI	$2s^2 2p^5 \ 2P_{3/2}^o - 2s 2p^6 \ 2S_{1/2}$
		24,606	f	VII	$2s^2 2p^4 \ 1S_0 - 2s 2p^5 \ 1P_1^o$
-		24,91	k		
		24,9125	f	VI	$2s^2 2p^5 \ 2P_{1/2}^o - 2s 2p^6 \ 2S_{1/2}$
25,048	} B b w	25,06	k		
		25,045	f	VIII	$2s^2 2p^3 \ 2P_{1/2}^o - 2s 2p^4 \ 2S_{1/2}$
/25,083	} B b w	25,079	f	VIII	$2s^2 2p^3 \ 2P_{3/2}^o - 2s 2p^4 \ 2S_{1/2}$
25,17		25,17	k		
-	C vw	25,24	k		
25,280	B vw	25,28	k		
		25,279	f	VIII	$2s 2p^4 \ 2D_{3/2} - 2p^5 \ 2P_{1/2}^o$
25,380	A s	25,39	k		
		25,3772	f	} X	$2s^2 2p \ 2P_{1/2}^o - 2s 2p^2 \ 2P_{3/2}$
		25,378	e		
25,55	C vw 2c	25,53	k		
25,640	B s 2c	25,65	k		
		25,638	e	} X	$2s^2 2p \ 2P_{1/2}^o - 2s 2p^2 \ 2P_{1/2}$
		25,6569	f		
		25,653	f	VIII	$2s 2p^4 \ 2D_{5/2} - 2p^5 \ 2P_{3/2}^o$
25,727	C vw b	25,727	f	} IX	$2s 2p^3 \ 3D_1^o - 2p^4 \ 3P_0$
		25,740	e _p		
25,806	} B s b	25,810	g _p	IX	$2s^2 2p^2 \ 1D_2 - 2s 2p^3 \ 1D_2^o$
/25,838		25,8347	f	} X	$2s^2 2p \ 2P_{3/2}^o - 2s 2p^2 \ 2P_{3/2}$
	} B s b	25,836	e		
		25,836	f	} IX	$2s 2p^3 \ 3D_2^o - 2p^4 \ 3P_1$
		25,840	e		
25,835	lrp	25,83	k		

25,93	C w				
25,980	<u>B</u> m	25,98	k		
		25,975	e, f	IX	$2s^2 2p^2 \ ^1S_0 - 2s 2p^3 \ ^1P_1^o$
26,103	B s b	26,102	g	} X	$2s^2 2p \ ^2P_{3/2}^o - 2s 2p^2 \ ^2P_{1/2}$
		26,105	e		
26,13	lrp	26,13	k		
26,143	A s b	26,141	f	} IX	$2s 2p^3 \ ^3D_3^o - 2p^4 \ ^3P_2$
		26,144	e _p		
		26,149	e _c	IX	$2s 2p^3 \ ^3D_2^o - 2p^4 \ ^3P_2$
		26,157	e _c	IX	$2s 2p^3 \ ^3D_1^o - 2p^4 \ ^3P_2$
26,210	B w u				
26,296	} B w b				
/26,321					
26,474	B vw u				
26,606	B vw				
26,81	C vw u				
26,990	B vw				
27,199	<u>A</u> s	27,20	k		
		27,198	e	} X	$2s^2 2p \ ^2P_{1/2}^o - 2s 2p^2 \ ^2S_{1/2}$
		27,1995	f		
27,270	B w	27,2641	f	VII	$2s^2 2p^4 \ ^3P_2 - 2s 2p^5 \ ^3P_1^o$
27,328	B vw u				
-		27,4175	f	VII	$2s^2 2p^4 \ ^3P_1 - 2s 2p^5 \ ^3P_0^o$
27,536	} B w	27,5352	f	VII	$2s^2 2p^4 \ ^3P_2 - 2s 2p^5 \ ^3P_2^o$
/27,565		27,5665	f	VII	$2s^2 2p^4 \ ^3P_1 - 2s 2p^5 \ ^3P_1^o$
27,655	} C w b u				
27,683		27,6839	f	VII	$2s^2 2p^4 \ ^3P_0 - 2s 2p^5 \ ^3P_1^o$
	} B b	27,6839	f	VIII	$2s^2 2p^3 \ ^2D_{3/2}^o - 2s 2p^4 \ ^2D_{3/2}$
		27,7054	f	VIII	$2s^2 2p^3 \ ^2D_{5/2}^o - 2s 2p^4 \ ^2D_{3/2}$
/27,729		27,723	e	} X	$2s^2 2p \ ^2P_{3/2}^o - 2s 2p^2 \ ^2S_{1/2}$
		27,7261	f		
27,715	B s lrp	27,71	k		
27,814	} A s	27,813	e _c	X	$2s 2p^2 \ ^2D_{3/2} - 2p^3 \ ^2P_{3/2}^o$
		27,815	e	X	$2s 2p^2 \ ^2D_{5/2} - 2p^3 \ ^2P_{3/2}^o$
		27,8445	f	VII	$2s^2 2p^4 \ ^3P_1 - 2s 2p^5 \ ^3P_2^o$
/27,862	A s	27,861	e	X	$2s 2p^2 \ ^2D_{3/2} - 2p^3 \ ^2P_{1/2}^o$

27,83	lrp	27,84	k	
27,961	vw u	28,01	k	
-28,12	b 3c	28,12	*	XII 4f - 5g
		28,13	k	
28,209	B vw u			
28,411	} B vw /28,475 /28,452 } b	28,31	k	
28,592		28,60	k	
		28,69	k	
28,709	A w	28,708	e	} X $2s2p^2 4p_{1/2} - 2p^3 4s^c_{3/2}$
		28,716	f	
		28,74	k	
28,794	B vw			
		28,90	k	
28,917	A m	28,94	k	
		28,918	f	} X $2s2p^2 4p_{3/2} - 2p^3 4s^c_{3/2}$
		28,9186	e	
29,065	B w	29,09	k	
		29,061	e _c	} IX $2s^2 2p^2 3p_0 - 2s2p^3 3F_1^0$
		29,063	f	
29,220	A m	29,23	k	
		29,222	f	X $2s2p^2 4p_{5/2} - 2p^3 4s^0_{3/2}$
29,283	A m	29,29	k	
		29,274	e _c	IX $2s^2 2p^2 3p_1 - 2s2p^3 3F_2^0$
		29,278	e	} IX $2s^2 2p^2 3p_1 - 2s2p^3 3p_1^0$
		29,283	f	
29,378	B vw			
29,493	B vw	29,47	k	
		29,14,75	?	
-		29,56	k	
29,612	A s	29,61	k	
		29,609	e	} IX $2s^2 2p^2 3p_2 - 2s2p^3 3p_2^0$
		29,616	f	
		29,613	e	IX $2s^2 2p^2 3p_2 - 2s2p^3 3F_1^0$
29,677	B vw	29,689	e _c	IX $2s^2 2p^2 3p_1 - 2s2p^3 3p_0^0$
29,764	B vw	29,79	k	
29,831	A w	29,832	f	} IX $2s2p^3 3p_2^0 - 2p^4 3p_1$
		29,837	e _c	

		29,833	e _c	IX	$2s2p^3\ ^3P_1^o - 2p^4\ ^3P_1$
29,96	C vw u				
29,999	C vw u				
30,102	C vw u				
30,244	A w	30,20	k		
		30,251	e, f	IX	$2s2p^3\ ^3P_2^o - 2p^4\ ^3P_2$
		30,245	e _c	IX	$2s2p^3\ ^3P_1^o - 2p^4\ ^3P_2$
30,333	<u>A</u> s	30,33	k		
		30,331	f	XI	$2s^2\ ^1S_0 - 2s2p\ ^1P_1^o$
		30,3317	e		
30,474	C vw				
30,580	B w	30,55	k		
		30,585	e	IX	$2s2p^3\ ^1P_1^o - 2p^4\ ^1S_0$
30,73	C vw				
-30,83	b 3c	30,83	k		
		30,765	f	VIII	$2s^22p^3\ ^2P_{1/2}^o - 2s2p^4\ ^2D_{3/2}$
		30,826	f	VIII	$2s^22p^3\ ^2P_{3/2}^o - 2s2p^4\ ^2D_{5/2}$
-		31,097	(h)	VIII	$2s2p^4\ ^2S_{1/2} - 2p^5\ ^2P_{1/2}^o$
31,439	B w	31,42	k		
		31,431	f	VIII	$2s^22p^3\ ^4S_{3/2}^o - 2s2p^4\ ^4P_{1/2}$
-		31,47	k		
31,623	E w	31,61	k		
		31,6202	f	VIII	$2s^22p^3\ ^4S_{3/2}^o - 2s2p^4\ ^4P_{3/2}$
/31,66	C vw b	31,666	(h)	VIII	$2s2p^4\ ^2S_{1/2} - 2p^5\ ^2P_{3/2}^o$
31,987	B w	31,98	k		
		31,9829	f	VIII	$2s^22p^3\ ^4S_{3/2}^o - 2s2p^4\ ^4P_{5/2}$
32,201	C vw				
32,29	C vw u				
33,136	B vw	33,11	k		
33,231	C w	33,21	k		
33,296	C vw u	33,28	k		
		33,44	k		
33,499	B vw u	33,49	k		
33,571	C vw u	33,57	k		
-		33,71	k		
33,943	B vw b	33,86	k		
		33,843	f	VIII	$2s2p^4\ ^2P_{3/2} - 2p^5\ ^2P_{1/2}^o$
34,192	B w	34,22	k		

		34,1962	e _p	} IX	$2s^2 2p^2 \ ^3P_0$	-	$2s 2p^3 \ ^3D_1^o$
		34,297	f				
		34,30	k				
-							
34,512	B m 2c	34,349	f	VIII	$2s 2p^4 \ ^2P_{1/2}$	-	$2p^5 \ ^2P_{1/2}^o$
		34,510	f	VIII	$2s 2p^4 \ ^2P_{3/2}$	-	$2p^5 \ ^2P_{3/2}^o$
		34,510	f	} IX	$2s^2 2p^2 \ ^3P_1$	-	$2s 2p^4 \ ^3D_2^o$
		34,5114	e				
		34,51	k				
34,764	B s 2c	34,739	e	} X	$2s^2 2p \ ^2P_{1/2}^o$	-	$2s 2p^2 \ ^2D_{3/2}$
		34,743	f				
		34,77	k				
		34,771	f	X	$2s 2p^2 \ ^2D_{5/2}$	-	$2p^3 \ ^2D_{5/2}^o$
		34,769	}	} X	$2s 2p^2 \ ^2D$	-	$2p^3 \ ^2D^o$
		-34,777					
34,984	B m	34,99	k				
		34,978	e _c	IX	$2s^2 2p^2 \ ^3P_2$	-	$2s 2p^3 \ ^3D_2^o$
		34,9872	e	} IX	$2s^2 2p^2 \ ^3P_2$	-	$2s 2p^3 \ ^3D_3^o$
		34,996	f				
		35,038	f		VIII $2s 2p^4 \ ^2P_{1/2}$	-	$2p^5 \ ^2P_{3/2}^o$
35,314	C vu 3c	35,291	(h)	X	$2s 2p 3d \ ^4P_{5/2,3/2}^o$		
						-	$2p^2 3d \ ^4P_{5/2,3/2}$
35,606	A s	35,62	k				
		35,601	e	} X	$2s^2 2p \ ^2P_{3/2}^o$	-	$2s 2p^2 \ ^2D_{5/2}$
		35,607	f				
		35,603	e _c		X $2s^2 2p \ ^2P_{3/2}^o$	-	$2s 2p^2 \ ^2D_{3/2}$
35,745	B u b	35,76	k				
		35,751		X	$2s 2p^2 \ ^2S_{1/2}$	-	$2p^3 \ ^2P_{3/2}^o$
35,84	B s 2c	35,86	k				
		35,829	f	IX	$2s 2p^3 \ ^1D_2^o$	-	$2p^4 \ ^1D_2$
		35,829	f	XI	$2s 2p \ ^1P_1^o$	-	$2p^2 \ ^1S_0$
		35,830		X	$2s 2p^2 \ ^2S_{1/2}$	-	$2p^3 \ ^2P_{1/2}^o$
		35,863	f	XI	$2s 2p \ ^3P_1^o$	-	$2p^2 \ ^3P_2$
36,03	C vu 2c	36,03	k				
		36,09	k				
36,144	B u	36,14	k				

		36,141	f	XI	2s2p	$3P_0^0$	-	$2p^2$	$3P_1$
-		36,19	k						
36,450	B w	36,47	k						
		36,450	f	XI	2s2p	$3P_1^0$	-	$2p^2$	$3P_1$
36,545	A m	36,55	k						
		36,542	f	XI	2s2p	$3P_2^0$	-	$2p^2$	$3P_2$
36,69	C vw u								
36,826	A w	36,84	k						
		36,829	f	XI	2s2p	$3P_1^0$	-	$2p^2$	$3P_0$
37,08	D vw								
37,149	A m	37,16	k						
		37,148	f	XI	2s2p	$3P_2^0$	-	$2p^2$	$3P_1$
37,30	C vw								
-37,40	2c	37,34	k						
-		38,02	i	XIV	5	-	6		
38,432	B vw								
38,54	C vw 2c								
38,739	C vw u								
38,964	B vw b	38,862	f	X	$2s2p^2$	$2P_{1/2}^-$	$2p^3$	$2P_{3/2}^0$	
38,959	A m	38,959	f	X	$2s2p^2$	$2P_{1/2}^-$	$2p^3$	$2P_{1/2}^0$	
		38,950	e _c						
39,28	C vw								
39,470	A m	39,471	f	X	$2s2p^2$	$2P_{3/2}^-$	$2p^3$	$2P_{3/2}^0$	
39,570	B vw	39,568	f	X	$2s2p^2$	$2P_{3/2}^-$	$2p^3$	$2P_{1/2}^0$	
39,747	C vw 2c								
39,865	C vw 2c								
40,02	C vw								
-40,07	2c								
40,14	C vw								
-40,32	3c								
40,432	B vw 2c								
40,554	B vw b								
/40,654									
40,81	C vw u								
-40,87	2c								
41,05	C vw u								
41,105	C vw u								
41,33	C vw u								
-41,37	2c								

41,515	C	vw	u						
41,585	C	vw	u						
41,85	C	vw	u						
42,38	C	vw	u						
42,713	B	w		42,710	f	IX	$2s2p^3\ ^3S_1^o$	-	$2p^4\ ^3P_0$
				42,741	e _c				
42,96	C	vw		2·21,49					
43,044	B	vw		43,037	f	IX	$2s2p^3\ ^3S_1^o$	-	$2p^4\ ^3P_1$
				43,040	e _c				
43,21	C	vw	u						
43,26	C	vw	u						
43,380	B	vw		2·21,692					
43,895	B	vw		43,894	f	IX	$2s2p^3\ ^3S_1^o$	-	$2p^4\ ^3P_2$
				43,905	e _c				
44,103	B	vw		44,103	f	IX	$2s2p^3\ ^1P_1^o$	-	$2p^4\ ^1D_2$
44,26	C	vw	u						
44,37	C	vw	u						
45,01	C	vw		2·22,503					
45,41	B	vw	b	2·22,70					
/45,47				2·22,73					
46,07	C	vw							
48,123	B	vw		48,123	*	X	$2s2p^2\ ^2S_{1/2}$	-	$2p^3\ ^2D_{3/2}^o$
48,233	B	vw	u						
49,325	C	vw	2c						
49,43	C	vw	u						
/49,52									
49,822	B	vw	u						
49,936	B	w		49,937	f	XII	$2s\ ^2S_{1/2}$	-	$2p\ ^2P_{3/2}^o$
50,51	C	vw	u						
50,74	C	vw		2·25,38					
51,27	C	vw		2·25,64					
51,62	B	w	b	2·25,91					
/51,75				2·25,94					
52,062	B	w		52,066	f	XII	$2s\ ^2S_{1/2}$	-	$2p\ ^2P_{1/2}^o$
52,20	C	vw	u	2·26,10					
/52,30				2·26,14					
53,60	D	vw	u						
53,94	C	vw		53,944		X	$2s2p^2\ ^2F_{1/2}$	-	$2p^3\ ^2D_{3/2}^o$
54,43	C	vw	u	2·27,20					

55,125	B vw 2c	55,117	e_c				
		55,120	f_c	X	$2s2p^2 \ ^2P_{3/2}$	$- 2p^3 \ ^2D_{5/2}^0$	
		55,132	e_c	X	$2s2p^2 \ ^2P_{3/2}$	$- 2p^3 \ ^2D_{3/2}^0$	
55,45	C vw u						
55,62	C vw	2·27,81					
55,72	D vw u	2·27,86					
56,24	C vw u						
56,40	} D vw u						
/56,47							
/56,61							
	b						
57,27	D vw u						
57,40	D vw u						
57,61	D vw u						
57,86	D vw u	2·28,92					
58,15	D vw u						
58,25	D vw u	58,29	f_p	XI	$2s^2 \ ^1S_0$	$- 2s2p \ ^3P_1^0$	
58,44	C vw	2·29,22					
58,57	C vw	2·29,28					
59,00	D vw u						
59,22	C vw	2·29,61					
59,51	D vw u						
60,24	D vw u						
60,32	C vw						
60,410	<u>B</u> w	60,414	f	XI	$2s2p \ ^1P_1^0$	$- 2p^2 \ ^1D_2$	
60,670	<u>B</u> vw	2·30,33					
61,09	C vw u						
61,18	D vw u						
61,30	D vw u						

IX.2 Lebenslauf

geboren am 17.7.1949 in Schwalenberg (Lippe)

1951-57 Münster (Westf.) Kindergarten, ab 1956 Grundschule

1957-62 Vlotho/Weser Grundschule, ab 1960 Progymnasium

1962-67 Detmold (Lippe) Math.-nat. Gymnasium
Leopoldinum II bis zum Abitur

1967/68 Teilnahme am Wettbewerb "Jugend forscht"

1967-69 Grundwehrdienst in Hamburg

seit 1969 in Bochum ansässig

SS 1969 Aufnahme des Physikstudiums an der
Ruhr-Universität Bochum

Herbst 1970 Vordiplom

1972 Heirat mit Heidi Pingsmann

1973 Fächerprüfung und Beginn der Diplomarbeit:
"Vakuum-UV-Spektrum und Nachleuchten einer
Koronaentladung in reinem Argon"
Betreuer : H.Schmid, Lehrstuhl H.v.Buttler

Jan 1975 Diplom

seit 1975 Mitarbeit in der Gruppe Ionenstrahlspektroskopie
(P.H.Heckmann) im gleichen Institut, Arbeitsgebiet :
EUV-Spektroskopie an schweren Ionen

1977 mit Unterstützung durch die Deutsche Forschungs-
gemeinschaft : sechswöchiger Forschungsaufenthalt
am Nuclear Physics Laboratory/Oxford (England) bei
J.D.Silver : Röntgenspektrum und Lebensdauern
folienangeregter Si- und Mg-Ionen

Jan 1978 Vorlage der Dissertation:
"Untersuchung der EUV-Strahlung hochionisierter
Siliziumatome nach Folienanregung"

Dissertationsdruck
GmbH & Co. KG.

M. SCHADEL

86 Bamberg · Hohe-Kreuz-Str. 9b · Tel. 0951/5 44 14